

新解析法による宇宙線Air family現象の研究

著者	雨森 道紘
学位授与機関	Tohoku University
URL	http://hdl.handle.net/10097/54487

博 士 論 文

新解析法による宇宙線
Air family現象の研究

雨 森 道 紘

平 成 8 年

①

博士論文
新解析法による宇宙線
Air family 現象の研究

目次

第一章 序論

第二章 宇宙線の基礎知識

- 2.1 宇宙線の種類
- 2.2 宇宙線の起源と加速機構
- 2.3 地球の磁気圏と大気との相互作用
- 2.4 宇宙線の検出
- 2.5 宇宙線のエネルギー分布
- 2.6 宇宙線の影響

第三章 電磁カスケーディングシャワーの生成

- 3.1 電磁カスケーディングの概要
- 3.2 電磁カスケーディングシャワーのシミュレーション
- 3.2.1 数値計算の手法
- 3.2.2 電子のエネルギー損失
- 3.2.3 光子のエネルギー損失

弘前大学情報科学科

雨森 道紘

平成 8 年

- 3.3 シミュレーションの結果
- 3.4 実験データの解析とシミュレーションとの比較
- 3.4.1 横断断面積と粒子数
- 3.4.2 粒子のエネルギー分布

第四章 モデル計算による人工宇宙線シャワーの生成

- 4.1 数値計算の手法
- 4.2 数値計算の結果と実験データの比較

目次

第1章 序論	3
第2章 実験装置と実験手順	11
2.1 実験装置	11
2.2 建設と回収及び現像	13
2.3 地図の作成とファミリーイベントの識別	14
2.4 scan と測定	15
2.5 イベントのエネルギー決定	15
2.6 入射粒子の同定	19
第3章 電磁カスケードシャワーの生成	21
3.1 電磁カスケードシャワー	21
3.2 電磁カスケードシャワーのシミュレーション	22
3.2.1 制動輻射過程	24
3.2.2 電子対創成過程	26
3.2.3 多重散乱	27
3.3 シミュレーションの検証	28
3.4 Air jets の拡がりとかスケードの拡がり	32
3.4.1 横向き運動量とかスケードの拡がり	32
3.4.2 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ の崩壊による拡がりとかスケードの拡がり	33
第4章 モンテカルロ法による人工ファミリーの生成	35
4.1 核相互作用による粒子発生	35
4.2 実験室系における発生2次粒子の分布	38

4.2.1	二次粒子の運動量 P と横運動量 P_t	38
4.2.2	核相互作用シミュレーションの検証	39
第 5 章	新解析法	43
5.1	ファミリーのクラスタリング	43
5.1.1	クラスタリングの手順	47
5.1.2	クラスタリングの精度	48
5.2	クラスターの親 γ 線のエネルギーの推定	53
5.3	クラスターの親 γ 線の発生高度の推定	55
第 6 章	新解析法の妥当性	59
6.1	親の γ 線のエネルギー	59
6.2	横拡がり	62
6.3	E-R 相関	62
6.4	発生高度	62
6.5	角分布	67
6.6	P_t	67
6.7	一次エネルギーの大きさにおける P_t の分布の比較	69
第 7 章	カンバラ山実験データへの適用とその結果	73
7.1	カンバラ山実験データへの適用	74
7.1.1	ファミリー K2F528	76
7.1.2	ファミリー K2P244	80
7.1.3	カンバラ山実験データのまとめと特徴	84
7.2	結果と CERN 加速器データとの比較	85
第 8 章	まとめと今後の課題	93
8.1	まとめ	93
8.2	今後の課題	97
	謝辞	98

参考文献	99
付 録 A カンパラ山 EC のデザインとフィルム	101
A.1 カンパラ山実験基地と EC の配置	101
A.2 各年度の 露出された EC のリスト	102
A.3 各年度のフィルム総数	103

第1章 序論

宇宙線の研究は、次のように大別される。一つは、宇宙線がどこで生まれ、どのような機構で高エネルギーまで加速されるのか、どのように宇宙空間を伝播するのか、といった宇宙物理学的分野である。もう一つは、高エネルギー一次宇宙線が地球の大気圏内に入射し、空気の原子核（窒素や酸素）と核衝突して発生する2次粒子（2次宇宙線）の振る舞いから、このエネルギー領域での素粒子の相互作用を研究する高エネルギー素粒子物理学としての分野である。他に、宇宙線強度の時間的変動から惑星、銀河系磁場の大局的構造の変化の研究や太陽活動との関連を研究する分野がある [1]。

このように宇宙線研究は、宇宙というマクロな世界から素粒子のミクロな世界という非常に幅広い研究分野と密接に関連し、それぞれの研究目的に応じて様々な観測装置を駆使して研究が行なわれている。

高エネルギー素粒子物理学の一分野である粒子多重発生現象の研究は、高エネルギーでの素粒子の構造を解明するために重要であり、宇宙線研究の中心テーマの一つとして古くから詳しく調べられてきた。我々がこの論文で議論する多重発生現象とは、高エネルギー一次宇宙線が大気中の原子核と衝突したときに多数のハドロンを発生する現象であり、空気の原子核との核衝突であることを表わすため Air-jet（空気ジェット）と呼ばれている [2]。

地球に到達する一次宇宙線は 10^9 eV 領域から 10^{19} eV を越えるエネルギー領域まで観測されている。その頻度は、およそエネルギーの2乗に逆比例して減少し、従ってエネルギーを1桁上げるためには観測面積をおよそ100倍にする必要がある。さらに一次宇宙線は厚い大気を伝播する間に、核衝突等によりそのエネルギーを急速に失うため、観測装置の設置場所は高地が望ましく、その規模を出来るだけ大きくする必要がある。

現在、高エネルギー領域での多重発生現象の詳細な研究は高エネルギー加速器を用いて行なわれている。現在 CERN に建設中の LHC 加速器は、重心エネルギー 14 TeV で 2004 年完成を目標としている。これは実験室系に換算するとそのエネルギーは 10^{17} eV となり、非

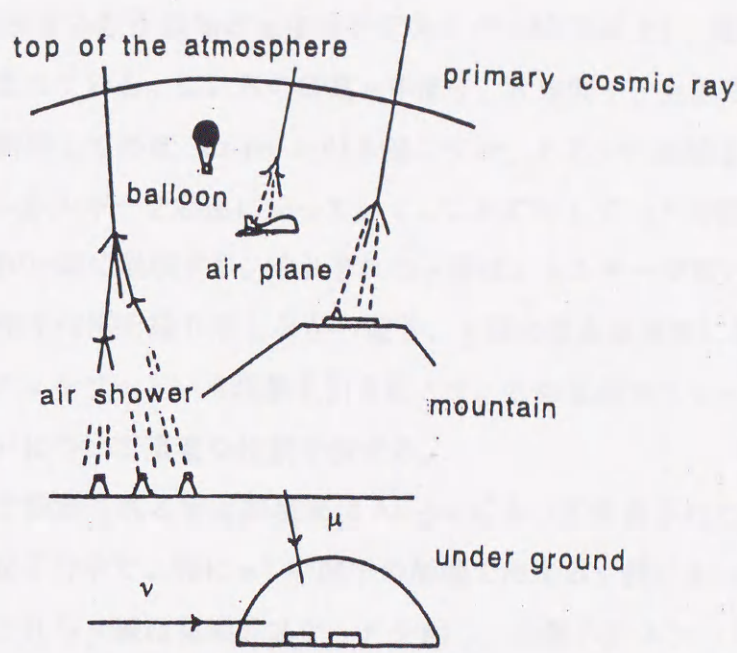


図 1.1 大気中の宇宙線が様々な観測手段を用いて観測される様子を模式的に示す。

常に高いエネルギーの宇宙線に対応する。また、現在稼働中の最高エネルギーの加速器は米国フェルミ加速器研究所のテバトロンであり、そのエネルギーは重心系で 1.8 TeV である。実験室系に換算すると約 2×10^{15} eV の超高エネルギーであるが、この種の衝突型加速器では、最前方に発生する粒子は、その大部分がビームパイプの中に入ってしまうためその検出には限界がある⁽¹⁾。加速器のエネルギーを越えるエネルギー領域での直接観測は、後述する“エマルション・チェンバー”(以後 EC と略す)を気球等に取り付け大気圏に上げ、高エネルギー宇宙線に長時間露出することにより行なわれている [3]。しかし、宇宙線による直接観測実験は検出器の大きさや気球観測の時間的制約から、そのエネルギーは高々 10^{14} eV 程度である。従って、 10^{15} eV を越える超高エネルギー領域での核相互作用(これ以後、核相互作用とは、一次粒子と大気中の原子核との相互作用を意味する)の研究は、大面積、長時間露出が可能な高山での EC を用いた実験が最も有効であり、今のところ唯一の観測手段であり、世界各国で競って実験が進められている [4]。

¹collider での η^* (偽ラピディティ) の値には限界があり、最大 4.2 程である [20]。宇宙線には原理的にその制限はない。

Air-jet によって発生する粒子は殆ど π 中間子であるが (80 %以上)、他に K 中間子や生き残り核子なども含まれている。これらの荷電 π 中間子、K 中間子、生き残り核子は引き続き大気中の原子核と衝突して再度 Air-jet を引き起こすか、あるいは崩壊またはエネルギー損失等により、そのエネルギーを急速に失っていく。これに対して π^0 中間子はすぐに (約 10^{-16} 秒の寿命) 2 個の γ 線に崩壊する。それぞれの γ 線はエネルギーが高いと電子対創生と制動輻射という電磁相互作用を繰り返しながら電子、 γ 線の数を経算的に増殖させていく、所謂、電磁カスケードシャワーという現象を引き起こす。この電磁カスケードは大気中の宇宙線の伝播、振る舞いについて重要な役割を演ずる。

高山での EC 実験で観測される宇宙線現象は Air-jet によって生成されたものであり、この時の多重発生する粒子の中で、特に π^0 中間子の崩壊で出来る γ 線によって作られたものである。すなわち、これら γ 線は電磁カスケードを起し、多数のカスケード粒子群 (電子、陽電子及び γ 粒子を意味するが、これらを一括して γ 線と呼ぶことがある) となって EC に入射する。これらの粒子群の横拡がり (一次粒子の入射方向にたいして) は発生 π^0 中間子の拡がり、それが γ 線に崩壊してからの空気中でのカスケードによる拡がりを合わせたものである。例えば一次粒子が 100 TeV の場合で EC の観測閾エネルギーが約 1 TeV の場合を考える。その崩壊を重心系で見たとき、一次粒子の入射方向にたいして 90 度にてた二次粒子も、実験室系での横拡がり θ は 1.5×10^{-3} radian である⁽²⁾。その二次粒子の π^0 が γ 線に崩壊した後、例えば 1 TeV の γ 線の場合であっても、カスケードによる平均の横拡がり θ は 4.2×10^{-5} radian となる⁽³⁾。したがってこれら粒子群は非常に狭い角度で放出され、EC では平行な束となって観測される。Air-jet の発生高度が低いと、親のガンマー線が直接 EC で観測される。これら、同じ方向性をもった粒子群を EC 実験では "ファミリー" と呼んで、他の現象と区別する。粒子群が殆どガンマー線 (電子、陽電子を含む) から成る時、ガンマー線ファミリー、粒子群の中に、かなりのハドロン成分を含む時、ハドロンファミリーと呼んで区別する。本論文で対象とするファミリーはガンマー線ファミリーである。これらファミリー現象は超高エネルギー粒子の多重発生現象を直接に反映しているため、ファミリー現象の観測は、超高エネルギー領域での素粒子の振る舞いを調べるために、非常に重要である。

² $\tan\theta_{\perp} \sim \sqrt{(2\mu c^2/W)}$ 。 $\mu c^2 = 135$ MeV, $W = 100$ TeV に対しては、 $\tan\theta_{\perp} \sim 1.5 \times 10^{-3}$ radian.

³cascade による平均の横拡がり θ は、 $\sqrt{\langle\theta^2\rangle} \sim \sqrt{(E_s/E)^2 \cdot t}$ 。 $E_s = 21$ MeV, $E = 1$ TeV, $t = 4$ c.u. ならば $\sqrt{\langle\theta^2\rangle} \sim 4.2 \times 10^{-5}$ radian.

ことが分かる。色々なタイプのファミリーについてその模式図を図 1.2 に示す。

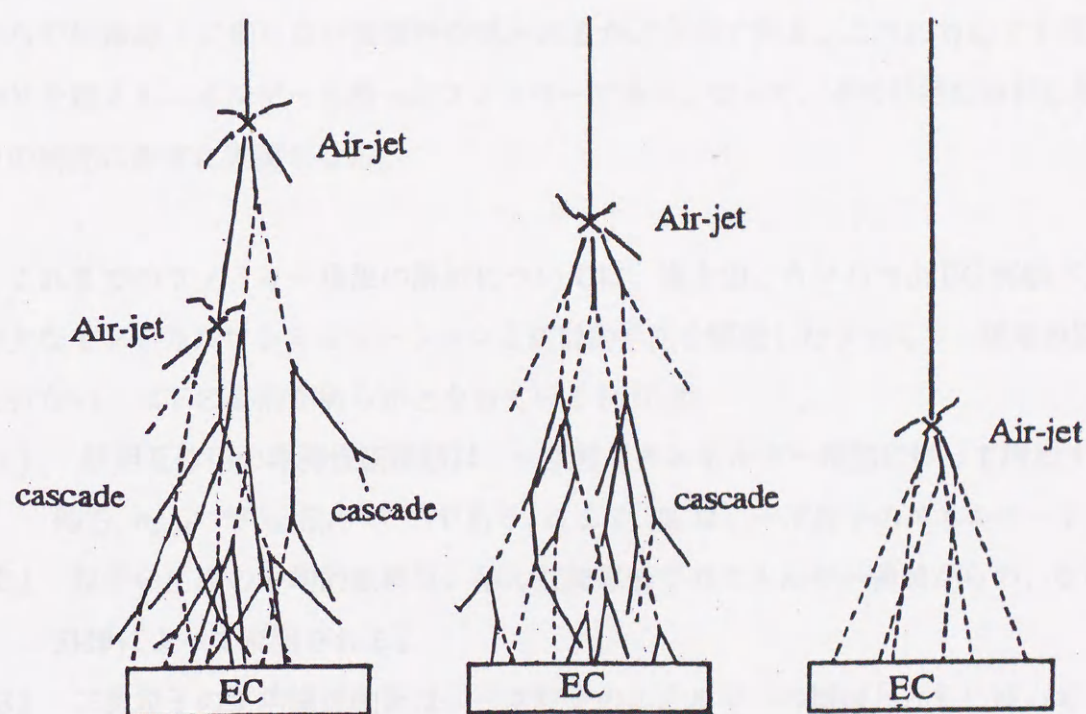


図 1.2 発生高度の違いによる様々なファミリーのタイプの模式図

今まで、高山における EC 実験は、富士山頂（標高 3700m）[4]、パミール高原（4300m, 旧ソ連-ポーランド共同実験）[5]、南米チャカルタヤ山（5200m, 日伯共同実験）[6] 及びチベットのカンパラ山（5500m, 日中共同実験）[7][8] で行なわれてきた。いずれの実験も EC の総露出面積は $1000 \text{ m}^2 \cdot \text{year}$ を越え、多数のファミリー現象を観測している。

多重発生現象についての研究は非常に古い歴史を持っている。初期の Fermi モデル [9] から Landau モデル [10]、さらには火の玉モデル [11] といった現象論的モデルがこれまで色々と提案されてきた。その後、量子色力学（QCD）がハドロンの相互作用を記述する標準理

論として確立され、これを用いて多重発生現象を説明する試みが数多くなされている。しかし、その現象の複雑さと、摂動項が大きすぎてその取扱が非常に難しいため、詳細な計算は殆ど不可能であり、現在でも多重発生の現象論的モデルが必要となる [4]。最近の多重発生のモデルは QCD に基礎を置いてはいるが、そのかなりの部分は現象論的に取り扱わざるをえない。現在問題となっているのは、 10^{16} eV を越える領域で多重発生現象に加速器領域からの外挿線上に乗らない異常性が見られるかどうかである。これに対応する現象は 1000 TeV を越えるエネルギーを持ったファミリーであり、従って、その詳細な解析は多重発生現象の研究に非常に重要となる。

これまでのファミリー現象の解析については、富士山、カンパラ山 EC 実験グループは、膨大なモンテカルロシミュレーションと統計的手法を駆使したファミリー現象の詳しい解析を行ない、以下の事柄が明らかとなっている [4][7][8]。

- (1) 核相互作用の非弾性断面積は、一次粒子のエネルギー増加に伴って増加する。
即ち、 $\sigma_{inel}^{p-air} \propto E_0^{0.05-0.06}$ であり、ここで E_0 は、一次粒子のエネルギーを表す。
- (2) 粒子の生成の平均的振舞は、殆んど加速器でのエネルギー領域からの、なめらかな外挿によって説明される。
- (3) 二次粒子の平均横運動量は、一次粒子のエネルギーの増加とともにゆっくりと増加している。
- (4) 一次宇宙線における proton 成分は、 $10^{15} - 10^{16}$ eV の knee 領域⁽⁴⁾では徐々に減少する。そこでは鉄のような heavy 成分が主な成分となる。
- (5) 特異な構造をもったファミリーの幾つかの例が観測されている。

しかしこれまでのファミリーの解析は、現象の全体の平均的な振る舞いの研究に重点が置かれていて、個々のファミリーについては、その現象が統計的な変動が非常に大きいために、上の (5) に述べられたように、ハロー構造（フィルムの中心部分が黒い様な大きなスポットをもつ）や 2 芯構造（一般に多芯構造）のような特異なファミリーイベントを除いては詳しい解析はなされてきていない [4][7]。本論文はこのことに注目し、EC 大面積化に伴っ

⁴一次宇宙線のエネルギースペクトルが、 $10^{15} - 10^{16}$ eV 領域で折れ曲がりの様子を示すことから、この領域を "knee" 領域と呼ぶ。

て、多重度の多い ΣE_γ で 1000 TeV 以上のエネルギーをもつ大ファミリーが既に 10 数個観測されてきている現状に着目し、fluctuation の根源であるカスケード過程を逆に情報源として利用する方法を探索し、

- (1) 新しいクラスタリングによる解析法を開発し、
- (2) その方法により、これまでカスケードの fluctuation のために求められないと考えられていた、一次粒子の核相互作用発生高度を推定し、更に
- (3) この方法をカンバラ山実験で観測されたファミリー現象に具体的に適用し、超高エネルギーにおける粒子の多重発生現象の研究、特に一次粒子のエネルギーに依存する発生二次粒子の横向き運動量分布の特性を求めたものである。

この論文で用いられたデータは、チベットのカンバラ山における国際共同研究により 1980 年から 1989 年まで実施された EC 実験で観測、収集されたものである。この研究は、日本、中国の宇宙線共同研究の一つとして開始され、そこでは双方の研究者によって、1980 年から 1989 年まで年度ごとにそれぞれ目的に応じて異なった厚さのエマルジョン・チェンバーを用いて観測実験を行ってきた。更に引き続いて 1990 年から現在まで、PeV 領域の宇宙線組成の研究と宇宙ガンマー線点源の探索等を目的として、空気シャワー装置、エマルジョン・チェンバー及バースト測定器を連動させた実験を行っている。EC に用いられた X 線フィルムは年度ごとに回収され中国において現像されてから、日中双方の研究者に等分配され、それらが分担して解析された。尚、詳細なカンバラ山での EC 実験については文献 [7], [12] に述べられている。参考のために付録 A で、各年度の露出された EC リストを表 A.1 に、使用ブロック数、使用フィルム数を表 A.2 にまとめている。

以下、第 2 章に実験装置、実験手順について、第 3 章では、電磁カスケードシャワーの生成とそのシミュレーションの方法、及びこのシミュレーションを用いて $\text{Air jets}, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$ とカスケードの拡がりの比較について、第 4 章では核相互作用の振舞と新解析法のためのモンテカルロ人工ファミリーの作成について述べる。第 5 章では新解析法の着眼点とその方法について述べ、第 6 章でその新解析法検証のために様々なチェックを行い、第 7 章において実際の観測データ（カンバラ山上での実験データ (1980~1989)）にこの方法を適用する。ここ

で多重発生の横向き運動量 P_t について考察し、CERN での加速器データとその結果を比較する。第 8 章では今回の解析法による結果と今後の課題について述べる。最後に、付録 A にはカンバラ山 EC 実験の実験基地の概略や EC デザイン等について述べる。

第2章 実験装置と実験手順

2.1 実験装置

我々の実験の目的は、高エネルギー 2 次宇宙線の陽子、 π^\pm 中間子等のハドロン成分（これらを N 成分という）と π^0 中間子から作られる γ 成分（ γ 線、電子）を観測することである。このために、我々は、エマルション・チェンバー（EC）を用いて実験を行った。この装置は図 2.1 に示すように、X 線フィルム、原子核乾板などの感光層と、鉛、鉄板など吸収物質層を交互にサンドイッチ状に積み重ねた簡単な構造をしている。これらは他の測定器に比べて高い空間分解能を持ち、その上、長期間の安定性および操作と拡大が容易であることから、宇宙線研究に最適であり、超高エネルギー領域で直接観測が可能な唯一の測定器と考えられている。実際の実験では、このユニットを組み合わせて用い、目的に応じて、年度ごとにそのデザイン、面積およびその深さ (c.u.) ⁽¹⁾ は異なっている。その内容は、付録 A の表 A.1 に示した面積を年度ごとに露出したもので、これまでの総面積は $\sim 1000 \text{ m}^2 \cdot \text{year}$ となっている。

この EC に入射した γ 成分は、まず物質層で制動輻射や電子対創生を繰り返して電磁カスケードシャワーを引き起こす。そこで発生したシャワー内の電子が感光層 (X 線フィルム、原子核乾板) に記録される。高密度の物質ほどシャワーの発達が速いので、物質層としては、鉛 (Pb) や鉄 (Fe) を使用した ⁽²⁾。N (ハドロン) 成分は物質中での平均自由行程が γ 線よりも大きいので深い位置で (6.c.u. 以上) カスケードシャワーを起こす。従って N 成分の検出を主な目的にする場合には、深い物質層をデザインするなど、目的に応じてその年度の EC のデザインが決定された。ハドロン成分は荷電粒子として感光層に記録される一方、物質層における強い相互作用（鉛ならば鉛ジェット、鉄ならば鉄ジェットをつくる）により発生する

¹c.u. は cascade unit の約で、ここで 1c.u. = 1 輻射単位 (radiation length or r.l.) であり、本論文では EC 実験で一般的に使用されている c.u. で深さを表わすことにする。

²鉄中での陽子の平均自由行程が鉛の約 1/3 なので主に逐次相互作用の検出等を目的に使用された。

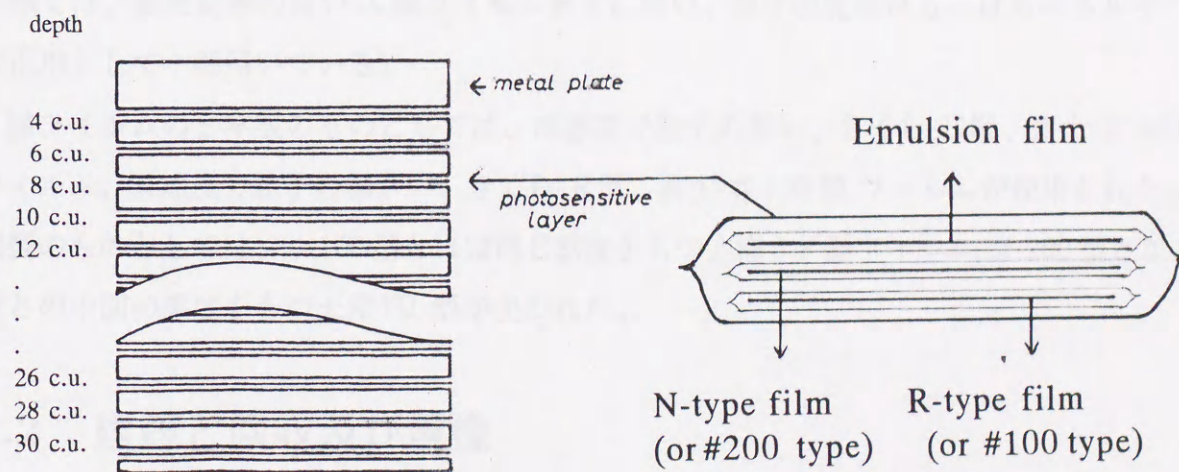
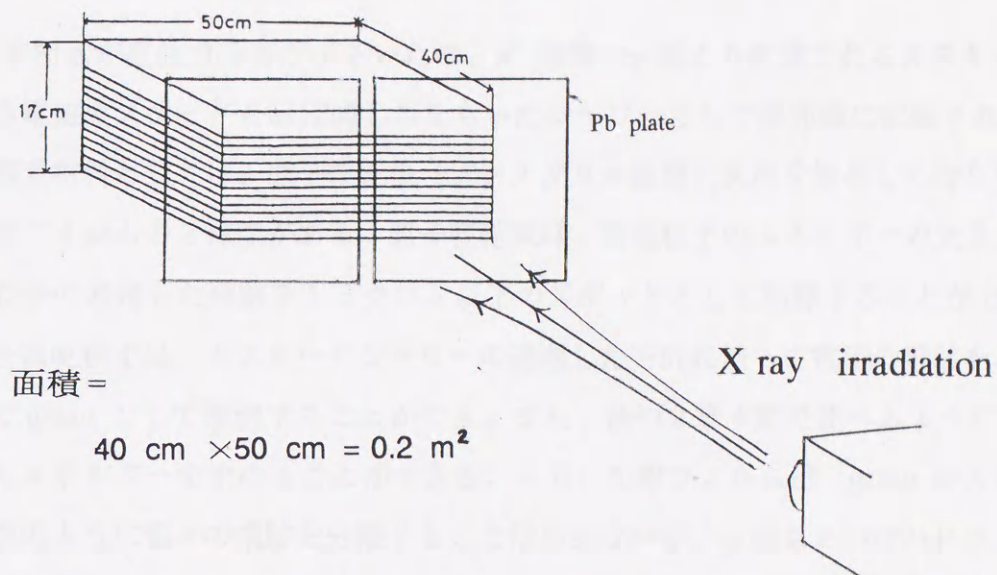


図 2.1 上図は、厚型 EC の 1 ユニットのサイズを表している。ユニット完成後、縦のストライプ状の印をつけるために、図に示すような X 線照射を 3 方向の側面に対して行なう。下図はユニットの構造図で、X 線フィルムと吸収物質層が交互に積み重ねられている。X 線フィルムは、通常 N 型フィルム (あるいは # 200 型) と R 型 (あるいは # 100 型) が対になっており、遮光、防湿された袋に真空包装されている。

π^0 中間子が発生角分布が小さいため、 π^0 崩壊の γ 線より生成されるカスケードは、 γ 線による電磁カスケードとほぼ同じ形をもったシャワーとして感光層に記録される。

感光材料としては、原子核乾板（メタアクリル基盤に乳剤を塗布して作られる）と工業用 X 線フィルムの 2 種類がある。原子核乾板は、荷電粒子のエネルギーの大きさによらず、その粒子の通過した飛跡を 1 ミクロン以下のスポットとして記録することができる。そこで、原子核乾板では、カスケードシャワーの通過した方向に沿って電子の飛跡を、現像後に顕微鏡で grain として観測することができ、また、後の 2 章 4 節で述べるようにその grain の数からエネルギーを求めることができる。一方、X 線フィルムは、grain が大きいので原子核乾板のように個々の飛跡を分離することは出来ないが、 γ 線あるいはハドロンが吸収物質層で引き起こすシャワーによって通過する電子数に応じて裸眼でも識別可能な黒化度を示すので、同じように粒子の通過した飛跡とエネルギーをその黒化度から求めることができる。EC 実験では、観測能率の良い X 線フィルムを主に用い、原子核乾板はもっぱらエネルギーの較正用として一部用いている。

X 線フィルムの日本製のものとしては、高感度で粒子の粗い、さくら-N 型、富士-# 200 型フィルム、低感度で粒子の細かい、さくら-R 型、富士-# 100 型フィルムが使用された。中国製のものとしては、# 100 型とほぼ同じ感度をもつ上海 5 F 型フィルム、# 200 型と # 100 型との中間の感度をもつ天津 III 型が使われた。

2.2 建設と回収及び現像

図 2.1 に示されるように物質層と感光層をほぼ 2 c.u. おきに交互に重ね合わせて最上部に 4 c.u. 分の物質層を重ねる。最上部まで完成した後で、フィルム現像後に建設時の EC での相互のフィルムの位置を確認できるようにするために、図 2.1 に示すように、鉛板によるスリットを設置し、小型 X 線発生装置を用いて、X 線を EC の 3 方向の側面に縦のストライプ状に照射した。

一定期間（通常 1 ～ 2 年）露出された EC 中の原子核乾板と X 線フィルムは回収され現像される。テスト用に露出されたフィルムに、幾つかの条件で現像を試みてその年度のフィルムの感度を探りながら、最も望ましい現像条件を決定する。その条件に従ってすべてのフィルムを現像する。

2.3 地図の作成とファミリーイベントの識別

現像されたX線フィルム上のシャワー grain の例を図2.2に示す。

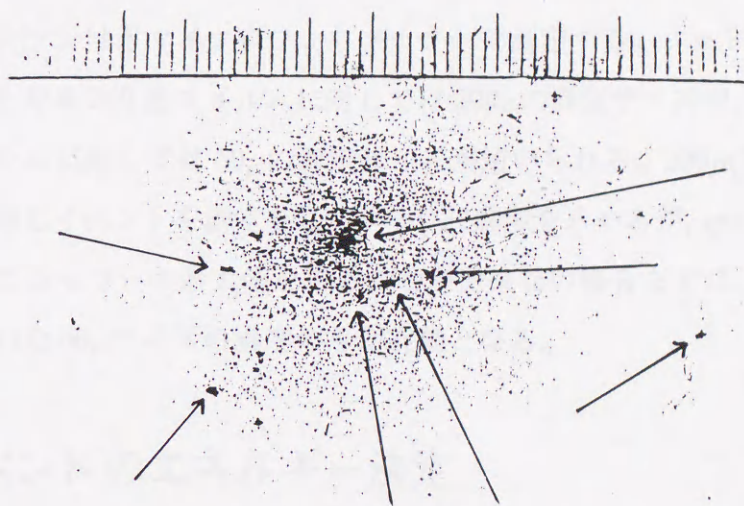


図 2.2 X線フィルムでの γ 線シャワー grain の例。中央の大きなエネルギーのシャワー grain の他に、その周りの黒いいくつかのスポットもシャワーの grain である。

現像後の一つのECの全てのフィルムは、前節で述べたように、フィルム上の3本のストライプを用いて、建設時の相互のフィルムの位置を保ちながら同一平面上に重ね合わせることができる。従ってこの重ね合わされた平面は、3次元空間を構成するが、この3次元のフィルムの grain の位置は、2次元平面に射影されたものとなっている。この平面上にフィルム上の grain の位置を、深さをパラメーターとして方眼紙上に記録したものを我々は地図と呼ぶ。この地図上で少なくとも連続した3個の層での grain の位置に連続性が見られるならば、それらの grain は一つのシャワー粒子の飛跡であり、それらの位置は一本の直線で結ばれる。この一本の直線で表される grain をまとめてシャワーイベントあるいは単にイベントという。このようにして得られる幾つかの直線の中で、同一の方位角と同一の天頂角をもつイベントを集めたものが第1章で述べたファミリーである。図2.3に地図とファミリーの例を示す。測定されたイベントは、コンピュータにより、イベントの3次元座標とエネルギーを計算し、天頂角を θ と方位角 ϕ を計算する。その場合に、 $m = \tan(\theta)$ に対して $\delta m = 0.05$, 方

位角 ϕ に対して $\delta\phi = 3$ 度以内のイベントは一つのファミリーとした。

2.4 scan と測定

地図上でファミリーと確認されたイベントについてのみ、対応するフィルムの grain の濃度を精密ステージ付きマイクロフォトメーターで測定する。フォトメーターでは、高感度フィルム N-型 や # 200 型フィルムに対しては 200μ の測定サイズで、低感度フィルム R-型, # 100 型フィルムに対しては 50μ の測定サイズが用いられる。 200μ (N 型) と 50μ (# 100 型) の両サイズで同じイベントを測定をしてシャワー濃度を求めるが, grain の黒化度が大きすぎて、結果としてシャワーの最大値を得ることが出来ない場合などは, grain の荒い # 100 型フィルムを用いた 50μ サイズの濃度のみが有効となる。

2.5 イベントのエネルギー決定

イベントのエネルギーは、X 線フィルムで測定された濃度とエネルギーの関係を、原子核乾板を用いた counting 法により、calibration をして決定した。

先ず、マイクロフォトメーターでイベントの各深さ (c.u.) での濃度を測定した後に、この測定サイズで計算された理論濃度曲線 [16] をその測定値にあてはめ、最大の濃度を示す D_{max} を求める。 200μ のサイズでの理論濃度曲線の例を図 2.4 に示す。縦軸の D_{200} は、 200μ 測定サイズでの濃度を表し、横軸は物質層 (鉛) での深さ (c.u.) である。

D_{max} とシャワー粒子のエネルギー E との間の関係は一般的に $D_{max} \propto E^{0.85}$ が成り立つので [13]、結果としてエネルギーを求めることができる。この方法を photometric method と呼ぶ。しかしフィルムの感度はその製造や露出や現像などの条件によって微妙に変化する。そこでその変化に対応するために、ブロック建設時に一部のブロックに原子核乾板と X 線フィルムとの両方を挿入する。そして、その原子核乾板から次に述べる counting 法によりエネルギーを求めることができる。

counting 法とは、各層での原子核乾板での一つのイベントの core の中心から、一定の半径の同心円間の領域内に含まれる電子数を顕微鏡を用いて数えて、エネルギーを求める方

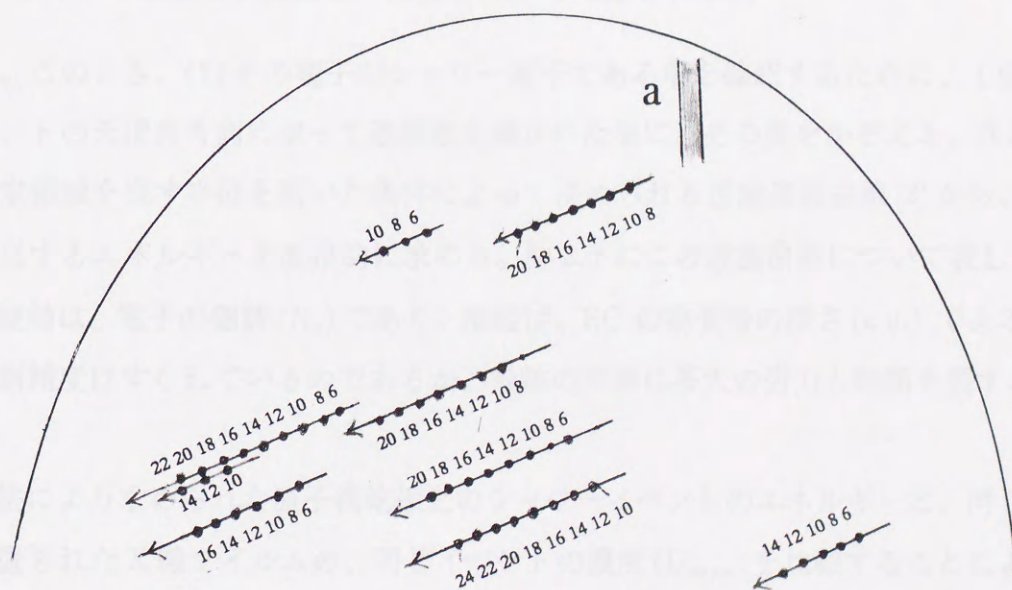
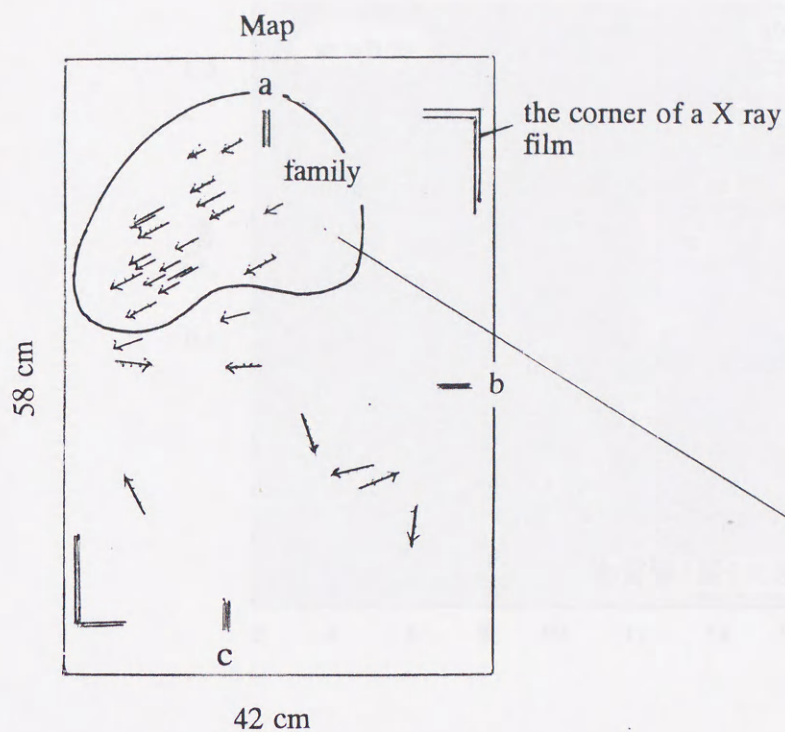


図 2.3 地図とファミリーイベント。上図は地図の全体を示す。下図は、上図左上に実線で示されたファミリーの一部を原寸大で示している。図中 a,b,c は、フィルム上に付けられた 3 本の X 線照射の跡を表す。

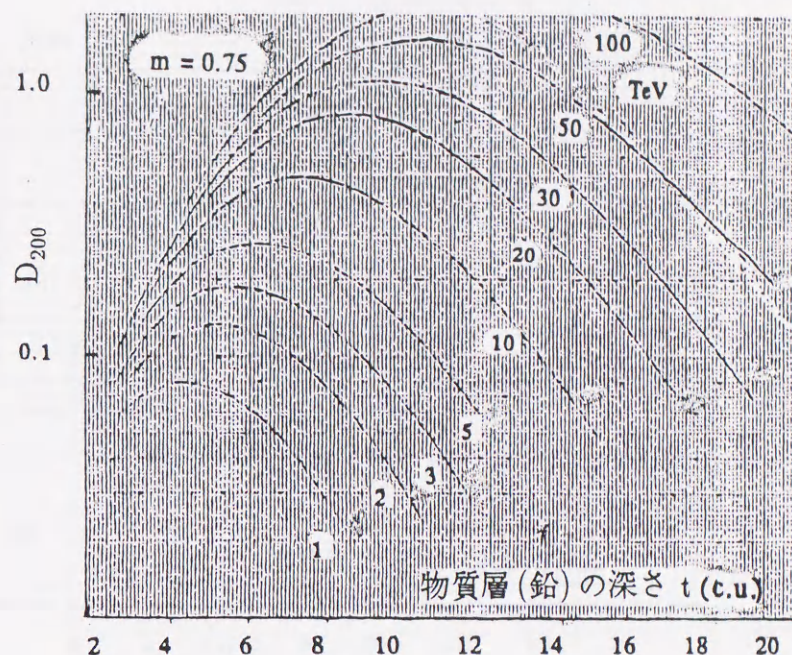


図 2.4: $m = \tan \theta = 0.75$ (θ は天頂角) と測定サイズ 200μ の下での濃度理論曲線。縦軸 D_{200} は、 200μ サイズでの濃度。横軸は、物質層(鉛)での深さ(c.u.)。

法である。このとき、(1) その電子がシャワー電子である事を確認するために、1 個ずつ電子をイベントの天頂角方向に追って連続性を確かめた後に、その数をかぞえる。次に(2) 天頂角と測定領域を表す半径を用いた条件によって決められる理論遷移曲線 [2] から、その電子数に相当するエネルギーを直接的に求める。図 2.5 にこの理論曲線について表してある。ここで、縦軸は、電子の個数(N_e)であり、横軸は、EC の物質層の深さ(c.u.) である。この方法は観測精度はすぐれているのであるが、飛跡の計測に多大の労力と時間を要する。

上の方法により求められた原子核乾板上のシャワーイベントのエネルギーと、同じ場所に重ねて設置された X 線フィルムの、同じイベントの濃度(D_{max}) を比較することにより、エネルギーと濃度との関係式を得る事ができる。幾つかのブロックでこの相関を求め、それを天頂角別に表した曲線が、その年度のエネルギーの校正曲線であり、それを図 2.6 に示す。縦軸は、X 線フィルムで D_{max} の値であり、横軸は原子核乾板で求められたエネルギーの値である。この関係式を用いて、その年度の他の全てのブロックの粒子のエネルギーを X 線フィルムを用いて決定することができる。この方法では 20% の誤差の範囲でエネルギーを決定することができる [4]。

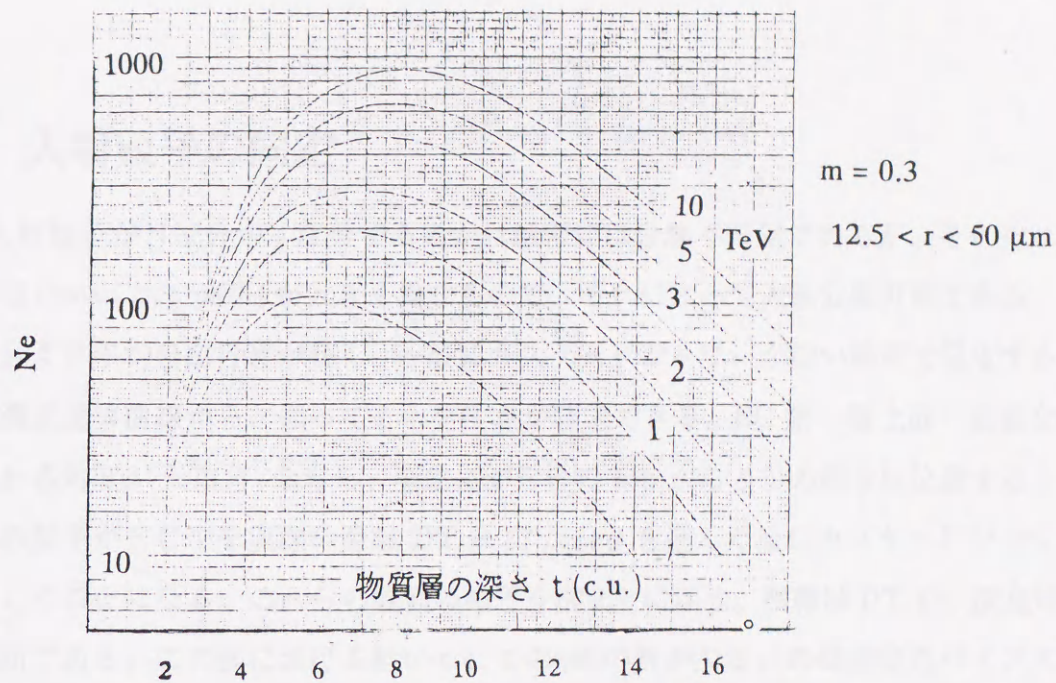


図 2.5 $m = \tan \theta = 0.3$ (θ は天頂角) と測定領域内 (半径 $r = 12\mu$ と $r = 50\mu$ の同心円間) に含まれる電子数の理論遷移曲線。縦軸は、電子数 N_e 。横軸は、EC の物質層 (鉛) の深さ (c.u.)。

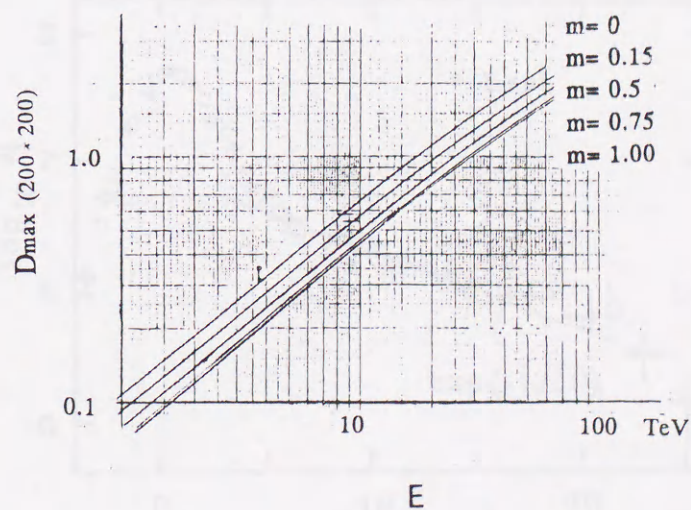


図 2.6 エネルギーの較正曲線。縦軸は X 線フィルムから求められた D_{max} の値。横軸は原子核乾板より求められたイベントのエネルギー。

2.6 入射粒子の同定

入射粒子がN成分か γ 成分であるかは厳密には分離不可能であるが、それぞれの平均自由行程 (mean free path) が大きく異なるので、それによって大筋分離可能である。N成分が γ 成分より平均自由行程が長く、一般にカスケードシャワーが深い場所で発生する。測定された濃度遷移曲線から、遡ってその発生点が特定できる。EC 第一層上面に垂直な軸から測定される角度 θ (天頂角) をもち、発生点がECの top から δT の深さに位置するシャワーは、その粒子がEC中を実際の距離 $DT = \delta T / \cos \theta$ を進んだ後にカスケードシャワーを引き起こしたことになる。これらの観測の様子を図2.7に示す。横軸はDTで、原点はEC第1層上面である。この図における低いc.u.での γ 線の数が少ないのは測定のバイアスによるものである。そこで我々の実験ではこのDTが6 c.u.以上のシャワーをN成分、それ以下を γ 成分として取り扱う。図中の実線は核子の衝突確率の傾きを示す。図より、 $DT < 6$ c.u.の γ 成分内に含まれるN成分は約20%と推定され、鉛中での核子の平均自由行程の約30 c.u.から推定される20%程の核子のジェット混入と一致する。

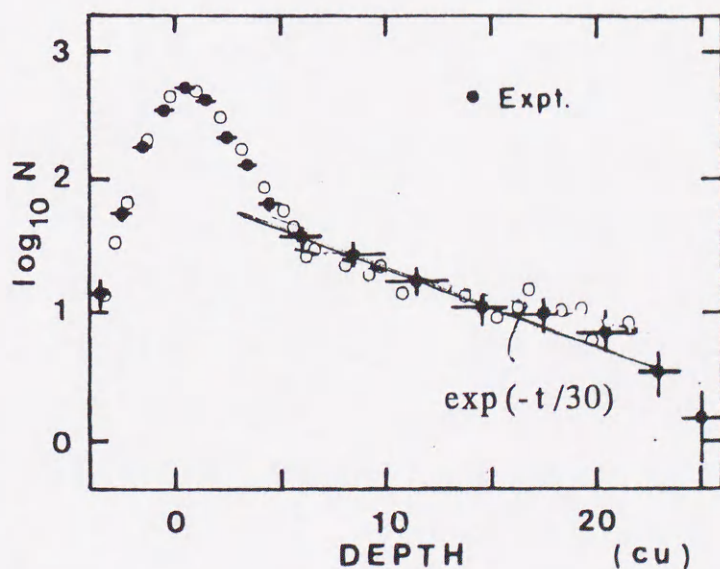


図 2.7 深さ 30 c.u. の鉛チェンバーで観測された $\Sigma E \geq 100$ TeV のファミリーでの 4 TeV 以上のシャワー粒子の発生点の分布 [8]。黒丸は実験値。(白丸はシミュレーション)

第3章 電磁カスケードシャワーの生成

Air-jet による発生2次粒子の中で、 π^0 粒子は瞬時(10^{-16}sec)に2個の γ 線(この γ 線を以後親 γ 線という)に崩壊する。この γ 線は空気中でのカスケード過程を経て同じ方向性を持ったファミリーのシャワーイベントとして観測面に到達する。我々の目的は、様々な親 γ 線によって作られたシャワーイベントが混在している観測面でのイベントから、それぞれの親 γ 線のエネルギーと発生高度を推定することである。その目的のためにはまず、電磁カスケードシャワー現象(単にカスケードシャワーともいう)について理解する必要がある。以下に(1)電磁カスケードシャワーの理論と(2)カスケードシャワーの生成について述べる。最後に、そのシミュレーションの手法を用いたカスケードの拡がりから、親 γ 線識別の条件を探る。

3.1 電磁カスケードシャワー

カスケードシャワー現象とは、高エネルギーの電子あるいはガンマー線が物質中に入射すると、それらが制動輻射によるガンマー線放射過程と、ガンマー線による電子・陽電子対創生過程を交互に繰り返して、電子及びガンマー線を増殖させながら物質中を走行していく現象である。カスケードシャワー現象のこの2つの過程は、確率過程であるので、厳密なシャワー粒子の数を解析的に解くことは出来ない。しかし、その平均的振舞は解析的に解く事が可能である。物質の厚みに輻射単位(c.u.)を用いると、上の電磁カスケードシャワー現象は物質に無関係に記述できる。すなわち大気中でのカスケードも鉛中でのそれも本質的には同じ表現が可能である。ECで観測される粒子のエネルギーはおよそ1 TeV以上であり、このような高いエネルギーの粒子を扱う場合にはガンマー線のcompton効果や電子・陽電子の電離損失など他の過程を無視することができる。これは一般にA近似と呼ばれている。これ

らの電子・陽電子に対して、一定のエネルギー損失（輻射単位当たりのエネルギー損失で臨界エネルギー ϵ_0 と呼ばれている）を加えたものはB近似呼ばれている。これらの近似のもとでの、カスケード現象の1次元的な解析的取り扱い、Snyder and Server[14]により詳しく研究され、Rossi and Greisen[15]により要領よく纏められた。A近似及びB近似の下での、カスケードシャワーの計算結果（カスケードシャワーの遷移曲線という）を図3.1に示す。これらの平均量は、実験的に確かめられている。

次にカスケードシャワーにおいて重要なのは、電子・陽電子の物質中の電磁散乱による最初の入射方向からの横拡がりである。カスケードシャワーの横拡がり、西村と鎌田により詳しく調べられた[16]。⁽¹⁾ 然し乍ら、これらの理論は全てカスケードシャワーの平均的振る舞いを表すものであり、個々のシャワーの振る舞いはこの平均の周りに大きく変動する。これら‘揺らぎ’を解析的な計算で得ることは出来ない。例えば、親の γ 線のエネルギーが200 TeVの場合には、観測しきい値を2 TeVとすると図3.1(1)のA近似の遷移曲線から見られるように電子の数は10個にも満たなく、その揺らぎは非常に大きい。制動輻射や電子対創成するまでに走る距離は確率的過程であり、それがカスケードシャワーの大きな揺動のもととなっている。我々が扱うファミリー現象は、このような確率的な揺らぎにより大きな変形をうけるため、以下の議論にはこれを正しく取り入れる必要がある。我々は、このために、A近似の下でのカスケードシャワーのモンテカルロシミュレーションを行なった。以下に電磁カスケードシャワーのシミュレーションとその検証について詳しく説明する。

3.2 電磁カスケードシャワーのシミュレーション

我々の行なったモンテカルロシミュレーションについての仮定と計算方法について述べる。粒子の相互作用については制動輻射と電子対創成のみを考え、横拡がりについては多重散乱のみを考慮する。深さ t は全て輻射単位 X_0 で表してある。

¹シャワー粒子は散乱（主に多重散乱）により横方向に広がるが、その解析的扱いは数学的に非常に複雑になる。彼等は、シャワーのコア近辺ではスケーリング則（親のエネルギーと拡がりの積のみの関数）が成り立つことを見出し、この近傍でのシャワーの横拡がりの分布を計算した。この結果はECで観測されるシャワーのエネルギー決定に広く適用され、EC実験の基礎を築いた。

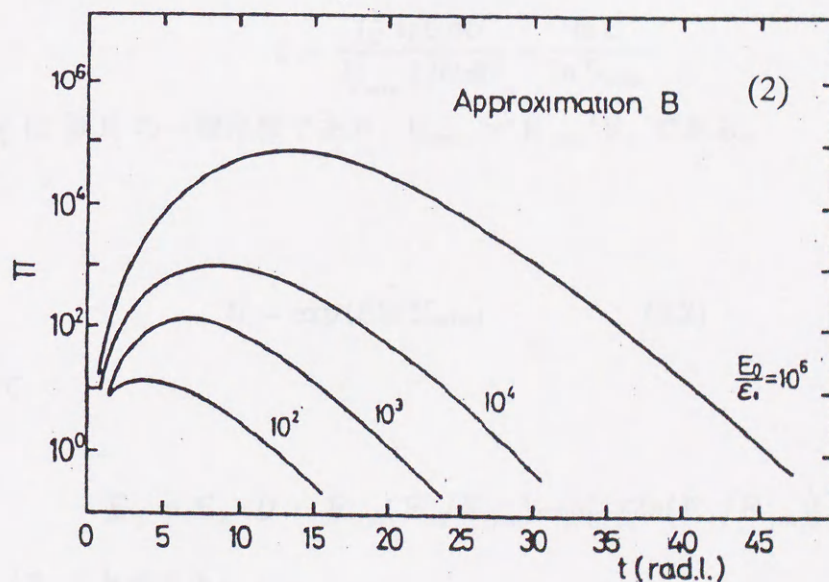
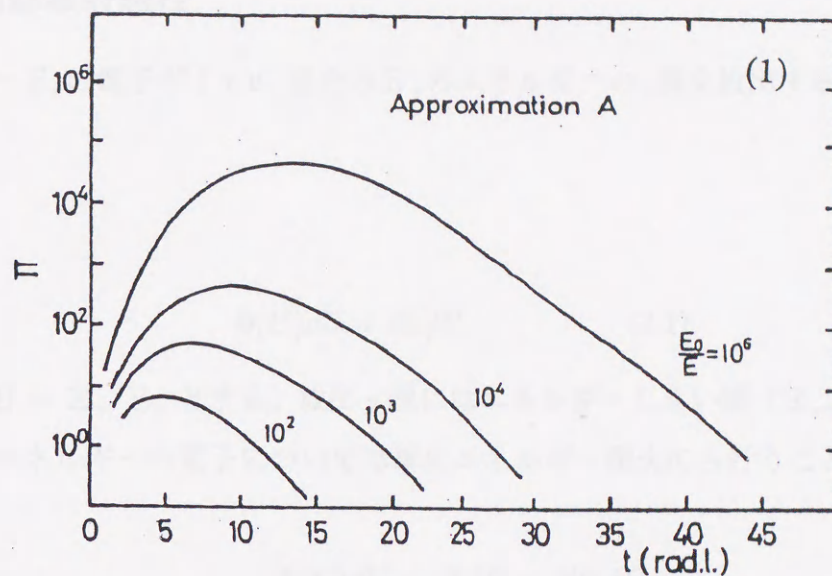


図 3.1 カスケードシャワーの遷移曲線 (1) エネルギー E_0 の電子で始まったシャワーのなかで E より大きいエネルギーの電子数 Π を深さ t (radiation length) の関数として表わす。(2) エネルギー E_0 の電子で始まったシャワーのなかで全電子数 Π を深さ t (r.l.) の関数として表わす。 ϵ_0 は臨界エネルギーである。

3.2.1 制動輻射過程

エネルギー E_e の電子が 1 c.u. 当たり E_γ のエネルギーの γ 線を放出する確率は次の式で表される。

$$\Phi(U)dU = dU/U, \quad (3.1)$$

ここで、 $U = E_\gamma/E_e$ とする。放出 γ 線にはエネルギーしきい値 ($E_{\gamma m}$) を決めて、しきい値以下のエネルギーの電子については単にエネルギー損失のみ行うこととする。

$$\Phi(U)dU = dU/U = d(\ln U)$$

であるから $\ln U$ は一様分布を示す。その範囲は $0 < -\ln U \leq -\ln U_{min}$ である。

$$\xi = \frac{\int_U^1 1/U dU}{\int_{U_{min}}^1 1/U dU} = \frac{\ln U}{\ln U_{min}}.$$

ここで ξ は $[0,1]$ の一様乱数であり、 $U_{min} = E_{\gamma m}/E_e$ である。

これより

$$U = \exp(\xi \ln U_{min}). \quad (3.2)$$

したがって

$$E_\gamma = E_e \cdot U = E_{\gamma m} (E_e/E_{\gamma m}) \exp[-\xi \ln(E_e/E_{\gamma m})].$$

$\omega_1 = E_e/E_{\gamma m}$ とすると

$$E_\gamma = E_{\gamma m} \cdot \omega_1 \cdot \exp(-\xi \ln \omega_1). \quad (3.3)$$

ここで ω_1 すなわち E_e のエネルギーは飛程に比例したエネルギー損失をうける。

1 radiation length あたりのエネルギー損失は

$$-d E_e / d t = \int E_e \Phi(U) dU = \int_0^{E_{\gamma m}} d E = E_{\gamma m},$$

$$-d E_e = E_{\gamma m} d t.$$

これより

$$E_e(t) = E_e(0) - E_{\gamma m} \cdot t,$$

及び

$$\omega(t) = \omega(0) - t.$$

ここで $\omega_0 = \omega(0)$ である。

さらに電子の飛程と γ 線放出確率との関係は次のようにしてもとまる。

電子が距離 $d t$ 進むときにエネルギーが $E_{\gamma m}$ から $E(t)$ の間の γ 線を放出する確率は

$$\sigma = \int_{E_{\gamma m}}^{E(t)} \Phi(E) dE = \int_{E_{\gamma m}}^{E(t)} d(\ln E) = \ln(E(t)/E_{\gamma m}) = \ln \omega(t)$$

なので、 $f(t)$ を深さ t まで γ 線を放出しない確率とすれば、

$$f(t+dt) - f(t) = f(t) \cdot \sigma dt,$$

$$-\ln f(t) = \int_0^t t_0 \sigma dt = \int_0^t t_0 \ln \omega(t) dt = [\omega (\ln \omega - 1)]_{\omega_0}^{\omega_0 - t}.$$

ここで $\omega_0 - t = \omega_1$ とおくと

$$-\ln f(t) = [\omega (\ln \omega - 1)]_{\omega_1}^{\omega_0}.$$

これより

$$-\omega_1(\ln \omega_1 - 1) = \ln f(t) - \omega_0(\ln \omega_0 - 1). \quad (3.4)$$

(a) 放出 γ 線エネルギーのサンプリング

(3.4) 式の $f(t)$ を $[0,1]$ の一様乱数 ξ を用いて書き直すと

$$\omega_1(\ln \omega_1 - 1) + 1 = \ln \xi + \omega_0(\ln \omega_0 - 1) + 1.$$

ω は解析的には解けないので、 ω を求める方法として、 $Y(\omega) = \omega(\ln \omega - 1) + 1$ と定義し、 Y の逆関数とし ω を求める。すなわち

$$\omega(Y) = 1.56067 Y^{0.5256} + 0.213 Y + 1 \quad (Y \leq 10), \quad (3.5.1)$$

$$\omega(Y) = 0.2018 Y + 24.47 - 387690/(Y + 135.5)^2 \quad (Y > 10). \quad (3.5.2)$$

ω_1 を求めるには、 ξ と ω_0 の値からまず $Y(\omega_1)$ をもとめそれを(3.5)式に代入して求める。次にこの ω_1 を(3.4)式に代入するとエネルギーがサンプルされる。

(b) 電子のパスレングスのサンプリング

$t = \omega_0 - \omega_1$ よりパスレングスがサンプリングされる。

3.2.2 電子対創成過程

(a) 電子のエネルギーのサンプリング

γ 線(エネルギー E_γ)が電子対創成を起こし、電子と陽電子を発生する(我々の目的ではこの両者を区別しない)。それらのエネルギー E_e^1, E_e^2 は、 ξ を $[0,1]$ の一様乱数とすると、

$$E_e^1 = \xi E_\gamma.$$

$$E_e^2 = E_\gamma - E_e^1,$$

としてサンプルする。

(b) γ 線の飛程のサンプリング

γ 線の電子対創成の平均自由行程を λ_p とすれば、崩壊までに走る飛程 t は

$$t = -\lambda_p \ln \xi$$

としてサンプリングされる。ここで $\lambda_p = 9/7$ c.u. である。

3.2.3 多重散乱

粒子の入射方向に垂直な平面 (x, y) でのシャワー粒子の横広がりを

$$f(t, x, y) dxdy = (A^2/\pi) \times \exp[-A^2(x^2 + y^2)] dxdy$$

とする。A は後に求める分布定数。極座標を用いて、

$$dxdy = r dr d\phi = (1/2) dr^2 d\phi$$

より

$$f(t, x, y) dxdy = \left(\frac{A^2}{2\pi}\right) \times \exp(-A^2 r^2) dr^2 d\phi = f(r^2) dr^2 d\phi / 2\pi.$$

故に

$$f(r^2) dr^2 = -d(\exp(-A^2 r^2)) \quad (3.6)$$

となる。分布定数 A は、次の分布関数 F を用いて求められる。

$$F(t, y, \theta) = \sqrt{3/2\pi} \cdot (\omega/t)^2 \times \exp(-\omega^2(\theta^2/t - 3y\theta/t^2 + 3y^2/t^3)). \quad [5]$$

ただし $\omega = 2E_e/E_s$ (E_s : 散乱定数) より

$$H(t, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t, y, \theta) d\theta = \sqrt{3/2} \pi \cdot (\omega/t^{3/2}) \times \exp[-3/4(\omega^2 y^2/t^3)].$$

これは深さ t での横広がりの y 方向を表すので次の式と同等である。

$$A/\pi \cdot \exp(-A^2 y^2).$$

従って上の2つの式の比較より、 $A^2 = 3 \omega^2 / 4t^3$ となり

$$A = \sqrt{3/t^{3/2}} \cdot E_e/E_s.$$

(c) 電磁散乱による横広がりのサンプリング

(5) 式より、 $f(r^2)$ 分布は $[0,1]$ で一様に分布するので

$$\xi = \exp(-A^2 r^2)$$

とおける。

従って、粒子が t c.u. 進む場合の横広がり r は

$$r = \sqrt{-\ln \xi} / A.$$

方位角を $\phi = 2\pi \xi$ とすると、横変位 $\Delta x, \Delta y$ は、 $\Delta x = r \cos \phi$, $\Delta y = r \sin \phi$ としてサンプリングされる。

3.3 シミュレーションの検証

3.1 に述べたようにカスケードシャワーは個々のシャワーの確率的振舞のために解析的に計算することはできない。しかしシャワーの発達に応じた一定の深さでの平均量は解析的

に求めることができる。前に述べたA近似曲線は、縦方向(深さ)でのシャワー粒子の個数の平均量を解析的に表したものであり、また西村と鎌田による構造関数(N-K 関数[16])は、横方向(横広がり)でのシャワー粒子の平均量を解析的に表したものである。そこで、カスケードシャワーシミュレーションの検証として次の2つのことを検証する。

(1) 横軸を物質の深さ(t)とし、その深さにおいて発生したシャワー粒子の個数の平均値が予想されるA近似理論曲線に一致すること。

(2) 深さ t でのシャワー粒子の空間的横広がり(の平均値)が、西村、鎌田の理論曲線(構造関数[16])と一致すること。

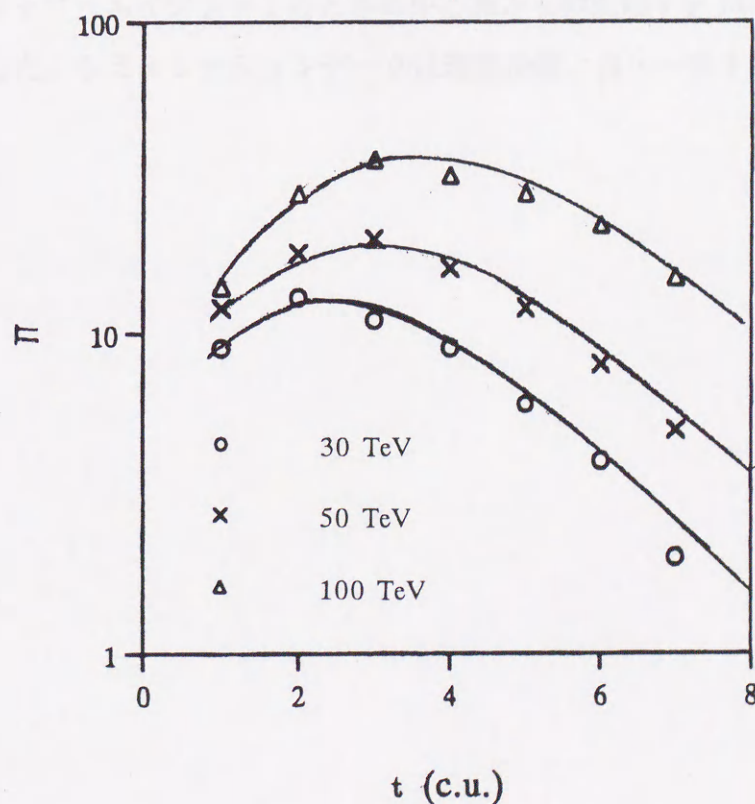


図 3.2 電子数の遷移曲線。実線はA近似による理論曲線を示す。

図 3.2 は、シミュレーションで求めた各深さでの電子数の平均値を plot したものである。実線はカスケードシャワーの遷移曲線（電子数の遷移を示す）で次元 A 近似による理論曲線を示す。縦軸は電子数 π 。横軸は深さ (t) である。

シミュレーションデータは 500 例で理論曲線と良い一致を示している。

図 3.3 はシャワー粒子の横広がりを示している。実線は Moliere 単位 で表された中心軸からの距離を示す理論曲線である。縦軸は電子密度である。電子密度 $P \pi^2 (E \cdot r / E_s)$ は以下のように normalize されている。

$$\int ((E \cdot r) / E_s)^{s-2} P \pi^2 2 \pi ((E \cdot r) / E_s) d((E \cdot r) / E_s) = 1.$$

E_s/E は横広がりを表す Moliere 単位である。ここで E は最小エネルギー、 $E_s (=2.1 \times 10^7 \text{ eV})$ は散乱定数を表す。シミュレーションによる横広がりデータの密度を Moliere 単位で表し、シャワーエイジ $s = 1$ のときの中心軸からの距離 r を Moliere 単位で表した理論曲線と比較した。シミュレーションデータは理論曲線と良い一致を示す。

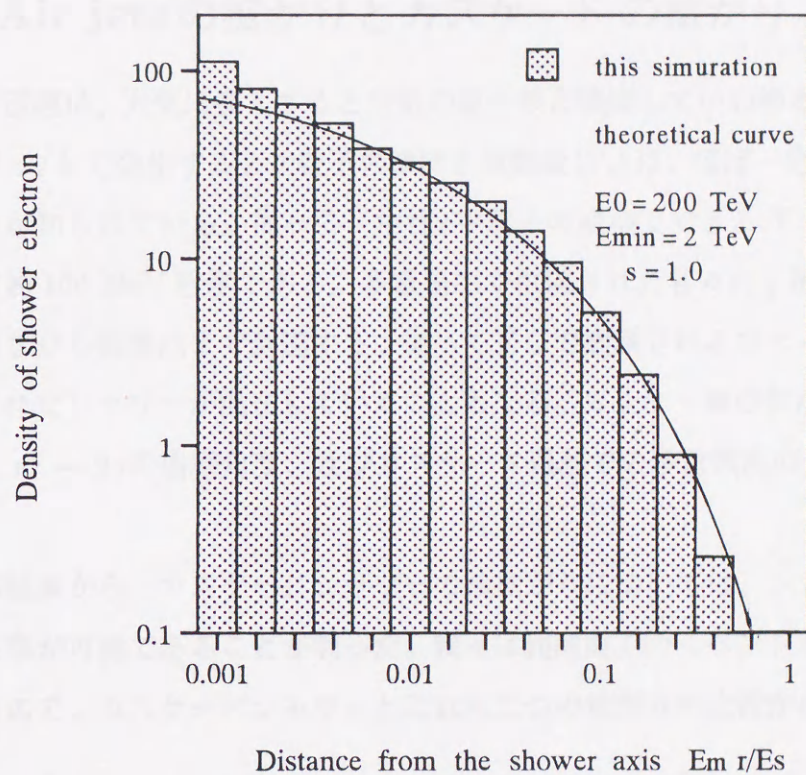


図 3.3 横拡がりの分布。横軸は Moliere 単位で表したシャワー軸からの距離。曲線は N-K 関数による理論曲線である。

3.4 Air jets の拡がり とカスケード の拡がり

一次宇宙線は、大気に入ると空気の原子核と衝突していわゆるジェットを引き起こす。これらジェットで発生する2次粒子の横向き運動量(P_t)は、ほぼ一定で約330 MeV/cの値を取ることが知られている。従って、中性 π 中間子の崩壊でできるガンマー線の $P_{t\gamma}$ の値もほぼ一定で約160 MeV程度である。多重発生で生成された各々の γ 線は空気中でカスケード過程を経ながら観測点まで到達する。従ってECで観測されるファミリーには、多くの γ 線から作られたシャワーが混在していることとなる。ガンマー線の拡がりとは発生時のガンマー線の $P_{t\gamma}$ 、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ の崩壊角度、及びカスケード過程での多重散乱の大きさで決まる。

前節の結果から、カスケードシャワーの横拡がりについては、シミュレーションを用いて考察する事が可能であることが判った。我々は観測面でのイベントから親 γ 線の識別を目指しているので、カスケードシャワーとこれら二つの拡がりの比較から、その識別可能な条件を探る。

3.4.1 横向き運動量とカスケードの拡がり

今、多重発生で生成されるガンマー線のエネルギーを E 、横向き運動量を $P_{t\gamma}$ 、ガンマー線の発生高度を H とすれば、 $P_{t\gamma}$ による拡がりとは

$$r \sim (P_{t\gamma}/E) \times H \quad (3.7)$$

程度である。

他方、カスケードによるシャワー粒子の拡がりとは

$$r \sim [E_s / (E \exp(-H/X_o))] \times X_o \quad (3.8)$$

程度である。ここで、カスケードによるエネルギーの減少を考慮した。

カスケードによる拡がり、 $P_{t\gamma}$ による拡がりより大きくなると、ジェットで発生した個々のガンマー線の分離は難しくなる。

上の式から、同程度の広がりを与える高度は

$$(H / X_0) \times \exp(-H/X_0) \sim E_s / P_{t\gamma} \quad (3.9)$$

$E_s = 21 \text{ MeV}$, $P_{t\gamma} \sim 160 \text{ MeV}/c$ (但し、前方に発生する $P_{t\gamma}$ の値はもっと小さく $100 \text{ MeV}/c$ 程度) を代入すると、 $H \sim (2-3) X_0$ となる。すなわち、カンパラ山高度では、 2000 m 程度以下の高度で発生したジェットの開き方はカスケードの開き方に比べて大きく、従って個々のガンマー線の分離が可能となる。

3.4.2 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ の崩壊による開き方とカスケードの開き方

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ の崩壊角度の大きさは以下に示すようにエネルギーに依存しているので、エネルギーと発生高度に応じてそれぞれの親 γ 線の観測面での横開き方が推定できる。同様に親 γ 線のエネルギーと高度を決めてシミュレーションによってカスケードシャワーを生成し、それぞれの親 γ 線方向に対するカスケードシャワーの観測面での横開き方について求めることができる。前節の結果から、シミュレーションを用いて二つの開き方の比較から識別可能な条件を考察する。

π^0 の崩壊による 2 つの γ 線のなす角を $\theta_{2\gamma}$ 、それぞれのエネルギーを $E_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 2}$ とすると、4 元運動量の保存より次の関係が成り立つ。

$$\sin(\theta_{2\gamma}/2) = m_{\pi^0} c^2 / (2\sqrt{E_{\gamma 1} \cdot E_{\gamma 2}}) \quad (3.10)$$

ここで、 π^0 の発生高度を H とすれば、観測地点での横開き方は

$$R_{2\gamma} \sim H \cdot \theta_{2\gamma} \quad (3.11)$$

になる。今、 γ 線のカスケードによる横開き方を r_{cas} とすれば

$$r_{cas} < R_{2\gamma} / 2 \quad (3.12)$$

の条件を満たせば、EC上の各イベントはそれぞれの γ 線によるものと識別可能である。そこで、 $E_{\gamma 1} = E_{\gamma 2}$ とし、エネルギーと高さを変えてシミュレーションを行い r_{cas} を求めてその平均の値と $R_{2\gamma}$ と比較したものが図3.4である。

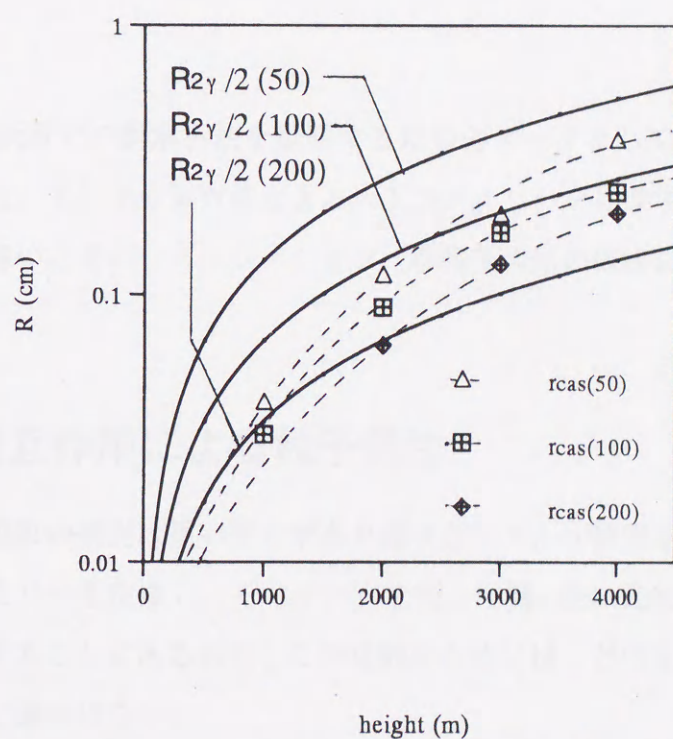


図 3.4 $\pi_0 \rightarrow 2\gamma$ の崩壊による拡がり $R_{2\gamma}(E)/2$ と、 γ 線のカスケードによる平均の横拡がり $\langle r_{cas}(E) \rangle$ との比較。E は π_0 崩壊による γ 線のエネルギーを表わす。 $\langle r_{cas}(E) \rangle$ は親 γ 線が E の場合のカスケードの平均の横拡がりをあらわす

これをみると、カンパラ山上では、 ~ 200 TeV の γ 線ならば $H \sim 2000$ m まで分離が可能である。他のエネルギーの小さい γ 線については、H が高い場合であってもシャワーはカスケード過程でしきい値以下となりあまり拡がらずに観測されるのである程度分離は可能である。

第4章 モンテカルロ法による人工ファミリーの生成

この章では次章での新解析法を説明するためのデータとして、一次粒子の高度とエネルギーを指定した、モンテカルロ法による人工ファミリーを生成する。そのために、まず核相互作用の振る舞いとそのシミュレーション（核相互作用の仮定およびその検証）について述べる。

4.1 核相互作用による粒子発生

多重発生現象の研究は長い歴史があり様々なモデルが提案されてきているが、我々の目的は人工ファミリーを生成し、そのデータを使って親 γ 線の発生高度や発生エネルギー等の再現性を検証することにあるので、この目的のためには、どのような核相互作用のモデルでも実際には殆ど違いはない。

我々が用いる核相互作用のモデルは次の様なものである。

最近の加速器データによると、擬ラピディティ η ($= -\log(\tan(\theta/2))$) 分布の最前方に発生する粒子はその静止系でのほぼisotropicな崩壊で近似出来ることを示している [21]。EC 実験では前方の粒子を捉えているので、予測される高エネルギーでの η 分布の最前方のisotropicな様子を表現できるモデルとして、ある系で等方崩壊するモデルを採用した。⁽¹⁾ 以下にその仮定を示す。

(1) 一次粒子のエネルギーを実験室系で 4000 TeV 及び 8000 TeV とする。($\sqrt{s} = 2739$)

¹高エネルギー一次粒子（陽子）の大気中の原子核との核相互作用は、ある中間状態を経て起こるものと考ええる。即ち、(i) 衝突後、反応を起こした粒子は、target 粒子と projectile 粒子を除いて、1つのクラスタとして進行し、(ii) そのクラスタ静止系において、等方崩壊を起こし2次粒子が多重発生する。最近の加速器データからは、多重発生の個々の(exclusiveな)反応を見た場合には、 $dn/d\eta$ 分布がガウス型の分布を示し、その σ が等方崩壊に対応する値($=0.8$)をもつことが示されている。[21]

GeV 及び 3874 GeV)

(2) 2次粒子 π^0 は、重心系に対してあるローレンツ因子 γ_f を持つ系で等方的に崩壊する。

(3) 2次粒子 π^0 の運動量分布は次の式で表される。[23]

$$f_1(P_f)dP_f \propto P_f^2 \exp(-\sqrt{(P_f^2 + m_{\pi^0}^2)/E_0})dP_f \quad (4.1)$$

ここで $E_0 = 130 \text{ MeV}$ 。

(4) 上記の運動量分布からは、以下に述べる横運動量分布 $f_2(P_t)dP_t$ 分布が導かれる。

$$f_2(P_t)dP_t \propto P_t dP_t \int_0^\infty \exp(-\sqrt{P_f^2 + m_{\pi^0}^2}/E_0) dp_{\parallel} \quad (4.2)$$

(5) π^0 中間子の個数は15個とする。⁽²⁾

(6) ローレンツ因子(γ_f)を次のように決める。一次粒子のエネルギーが実験室系で4000 TeVであるので、この値にたいして図4.1に示してあるように、加速器領域から γ_f を類推し、その値を $\gamma_f = 45$ とした。(8000 TeVに対しては50とした。)

(7) 発生高度は、カンバラ山高度より上空500 mから、3000mまでの間の幾つか設定する。但し核相互作用は一回のみとする。

(8) γ 線ファミリーを考えるので、 π^0 のみとし、 γ 線ファミリーのイベントとして殆ど観測に掛からないハドロン π^\pm とK中間子等を見捨てる。

²多重度分布は次の式で与えられる [20]。

$$\langle n_{ch} \rangle = 2.0 - 0.03 \ln(s) + 0.176 \ln^2 s$$

$\sqrt{s} = 2739 \text{ (GeV)}$ を代入すれば、 $\langle n_{ch} \rangle = 45$ である。 $\langle n_{\pi^0} \rangle$ の値としては、およそ23個であるこの数は y 分布の全ての領域での総数を表している。観測地点で扱うことのできる領域は最前方領域であるので、平均的には π^0 の数はこの数の半分以上と言える。我々は新解析法の検証が目的なので、多重度は可変な量として扱える。条件としては、平均量よりも多い粒子を発生させ、数がより多い厳しい条件に対しても解析が可能なことを示すために $\pi^0 = 15$ を採用した。(8000 TeVに対しては、 $\pi^0 = 18$ とした。)

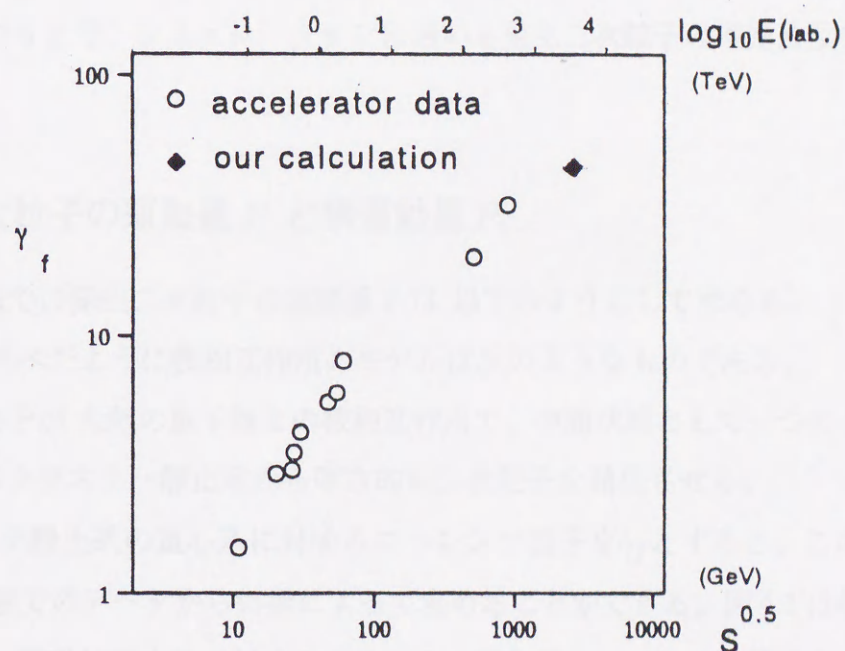


図 4.1 一次粒子が重心系に対してローレンツ因子 γ_f を持つ系で等方的に崩壊するとき、重心系でのエネルギー \sqrt{s} (実験室系でのエネルギー E_{lab}) と γ_f との関係。○ は加速器での値。
◆ はシミュレーションに使用した値。

(9) 観測高度をカンバラ山高度である 5500 m とする。

(10) 核相互作用過程とシミュレーション及びその検証について以下に述べる。

4.2 実験室系における発生 2 次粒子の分布

4.1 の仮定のもとで、シミュレーションに用いる発生二次粒子の運動量及び横運動量の値を求める。

4.2.1 二次粒子の運動量 P と横運動量 P_t

実験室系での発生二次粒子の運動量 P は 以下のようにして求める。

4.1 の脚注 に述べたように核相互作用のモデルは次のようなものである。

(1) 入射 1 次粒子が 大気原子核との核相互作用で、中間状態として一つのクラスターを形成し、(2) そのクラスター静止系から等方的に二次粒子を発生させる。

このクラスター静止系の重心系に対するローレンツ因子を γ_f とすると、この値を、これまでの加速器実験でのデータから外挿によって求めることができる。図 4.1 は横軸に重心系でのエネルギー、縦軸に重心系に対するクラスター静止系のローレンツ因子を表わしたグラフである。1 次粒子のエネルギーが 4000 TeV の場合であるので、この図から示されるように $\gamma_f = 45$ とする。又、実験室系と重心系とのローレンツ因子 γ_c は、重心系と実験室系でのエネルギー不変量の関係から、 $\gamma_c = 1459$ と求まる。従って、クラスター静止系と実験室系とのローレンツ因子 γ_L は、次の式で与えられる。

$$\gamma_L = \gamma_f \gamma_c (1 + \beta_c \beta_f).$$

この γ_L の値を用いて、実験室系での二次粒子の値 P を、クラスター静止系での二次粒子の値から次のようにして求めることができる。

クラスター静止系での発生二次粒子の運動量を P_f 、エネルギーを U_f 、二次粒子の放出角度を θ とすれば、実験室系での縦運動量及び横運動量 P_{\parallel} 、 P_t は、

$$P_{\parallel} = \gamma_L [P_f \cos \theta + \beta_c U_f],$$

$$P_t = P_f \sin \theta.$$

従って、発生2次粒子の全運動量は

$$P = \sqrt{(P_{\parallel})^2 + P_t^2}$$

で与えられる。

4.2.2 核相互作用シミュレーションの検証

まず始めに、クラスター静止系での二次粒子の等方崩壊がシミュレーションで正しく実現されているかを検証する。次にクラスター静止系での式(4.1)の運動量分布と式(4.2)の横運動量分布について、二つのシミュレーションを検証する。

(a) 等方崩壊のシミュレーション

等方崩壊の様子を示す $\cos \theta$ 分布を図4.2に示す。 $X = \cos \theta$ とすれば、崩壊の確率 $\Phi(X)$ は X に依存しない。

$$\Phi(X) dX = dX$$

図4.2では、 $\cos \theta$ によらない等方崩壊が良く成り立っている。

(b) 発生2次粒子の運動量のシミュレーション

個々の発生2次粒子の P_f 分布の結果が図4.3に示されている。これは式(4.1)の分布のもとに、(棄却法を用いて) P_f をサンプリングしたものである。

次に発生2次粒子の P_t 分布の結果が図4.4に示されている。これは等方崩壊の $X (= \cos \theta)$ と P_f のサンプリングから横運動量を

$$P_t = P_f \sin \theta = P_f \sqrt{1 - X^2}$$

として求めたものである。実線は(4.2)式の P_t 分布を表わしている。 P_t 分布はこの式の分布と良く一致している。

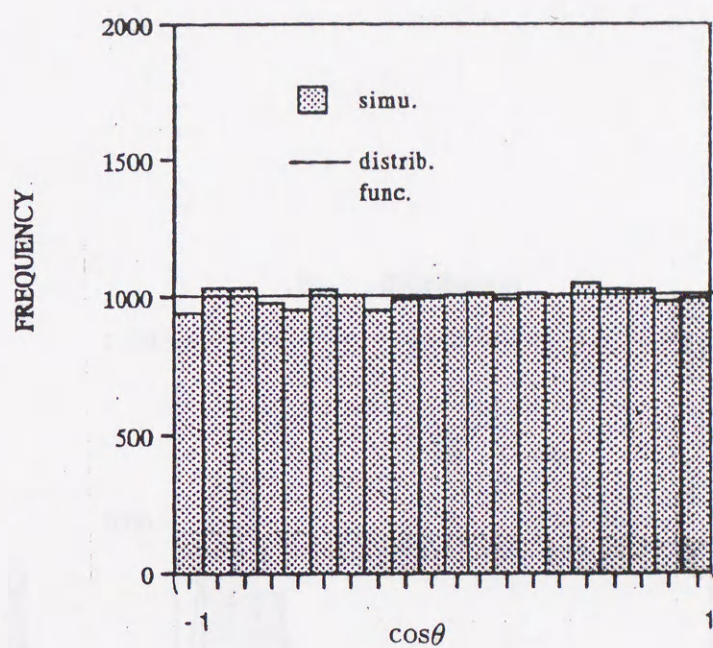


图 4.2 $\cos\theta$ 分布。

P_f distribution

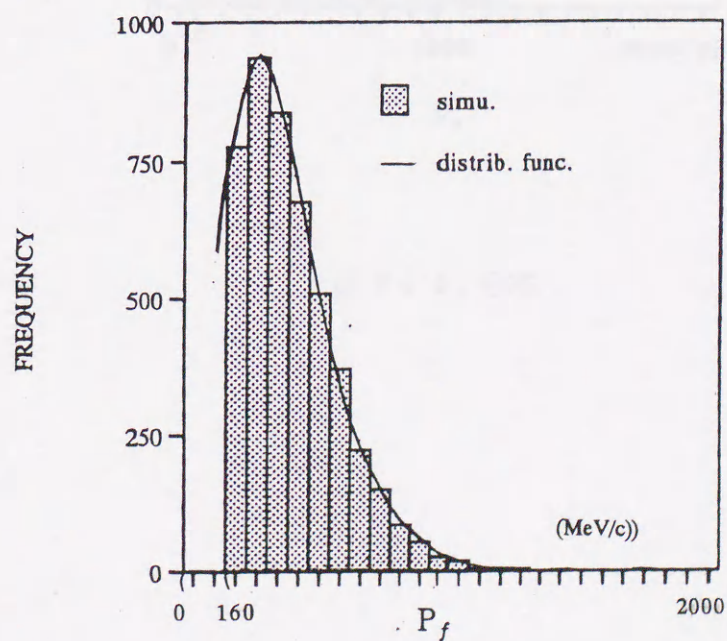


图 4.3 P_f 分布

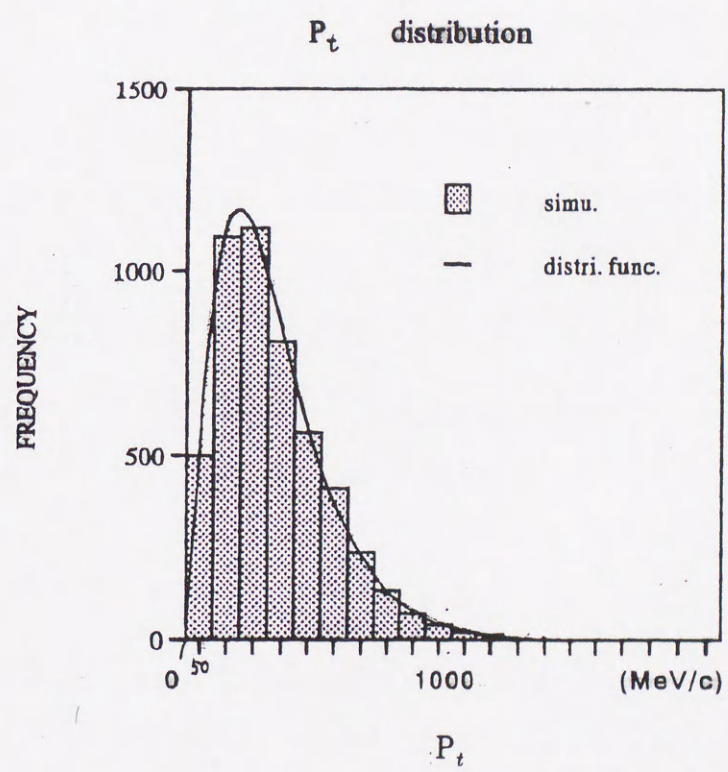


图 4.4 P_t 分布

第5章 新解析法

第3章において親 γ 線のエネルギーの大きさと、その発生高度に応じて親 γ 線の拡がりとかスケードシャワーの拡がりに違いがあることが示され、そこから親 γ 線の識別の可能性が示唆された。そこで第4章で生成された一次粒子による人工ファミリーを用いて、以下に我々が独自に考察した新しいクラスタリングの方法について述べる。

5.1 ファミリーのクラスタリング

これまでにファミリーのクラスタリングの方法は幾つか存在する。例えば、その一つは、まず、個々のシャワーイベント (i,j) 間の距離 D_{ij} を

$$D_{ij} = \sqrt{E_i E_j} |\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j| \quad (5.1)$$

のように定義する。 \mathbf{R}_i は地図上の原点からの距離ベクトルである。互いに近い距離にあるシャワーイベントをクラスターのメンバーとするために、ある一定の距離 D_0 を与え、これより近くにあるイベントを集めて、同一のクラスターとする。他の方法も類似しており、いずれも (5.1) 式のような変数を決め、一定の閾値を用いてクラスタリングするものである。この変数 D_{ij} は物理的には親 γ 線の高度を H とすると $D_{ij} \sim H \times P_i$ となり、高度に比例する量を表している。従って一定の閾値を用いてクラスタリングすることは、親 γ 線の発生高度を決めてクラスタリングすることに対応する。一般にファミリーは、一次粒子が大気中で数回の核相互作用によって発生したカスケードシャワーの重ね合わせと考えられる。また多くのファミリーに対して一定の閾値を決めることはいわば全体のファミリーの平均的な発生高度をきめて、クラスタリングしていると考えられる。しかしこの方法は物理的意味よりはむしろ、ファミリーを様々な閾値で示される一定のパターンで分類して、クラスターを作り、それらのクラスターで特徴づけられる変数を用いてファミリー全体の平均的振舞をも

とめるための手法であると考えた方がよい。

一方、新解析法のクラスタリングの方法は、これまでの手法とその目的が異っている。この方法はファミリーの中から、一次粒子が大気中で一回の核相互作用で発生してできたと思われるファミリーを個別に選んで、その一つのファミリーに属する多くのイベントのそれぞれの親 γ 線を特定し、それらを用いてそのファミリーの核相互作用の発生高度や発生二次粒子の横向き運動量等を求めることが目的である。従って新解析法によるクラスタリングとは、ファミリーに属するイベントの中から、同じ親 γ 線をもつイベントをまとめて一つのクラスターとすることを意味する。

上に述べたように、新解析法は個々のファミリーの発生高度を決めたいのであるから、同じ閾値を仮定して一律にクラスタリングする方式はとれない。この方式は平均的には旨くいくが、発生高度が低い所では、クラスターとして余分にイベントを組みすぎ、高い所では少なく組む傾向を持つ。新解析法はこれらの欠点を補う全く新しい方法である。

今、一つのファミリーで、ある一つのシャワー粒子(i)とそれ以外の全ての粒子(j)との距離RとそれらのエネルギーEとの相関を求めてみる。図5.1(a)は4章の仮定に基づいて、チェンバー上空500 mの高度で($\Sigma E=90.8\text{TeV}$)発生させたモンテカルロシミュレーションによって得られたファミリーの1例である。

この図で判るように、一つの谷がRの大きい側と小さい側とに点群を分けている。基本的には、このRの小さい側の点群を一つのクラスターとするのである。一般的には一つのカスケードシャワー粒子は、 $E \cdot R = \text{一定}$ の内側に点在し、他のカスケードシャワーは、 $R = \text{一定}$ の外側に点在する。我々の方式では、 $E - R$ 相関に適切な伸縮を行いこの谷間を強調する為に新しい変数(L)を定義し、その変数に於けるエネルギー密度の集中度を表わす変数(D)の極小点(D_{min}, L_c)を探しクラスタリングの境界とする。具体的な変数について以下に述べる。

図5.1に示されるように、 $R_{ij}\sqrt{E_j} = \text{const.}$ の直線は $ER = \text{const.}$ と $R = \text{const.}$ の直線によって作られる谷の中間の部分を表していて、分離のための変数となりうる。この変数を含む経験的な量としての次のWを定義する。

$$W^{(i)}_j = (E_i + a) \cdot R_{ij} \cdot \sqrt{E_j} / b \quad (E_i > E_j). \quad (5.2)$$

ここで、上付き指標(i)は、i番目のクラスター生成のための変数を意味する。 a, b の値は、

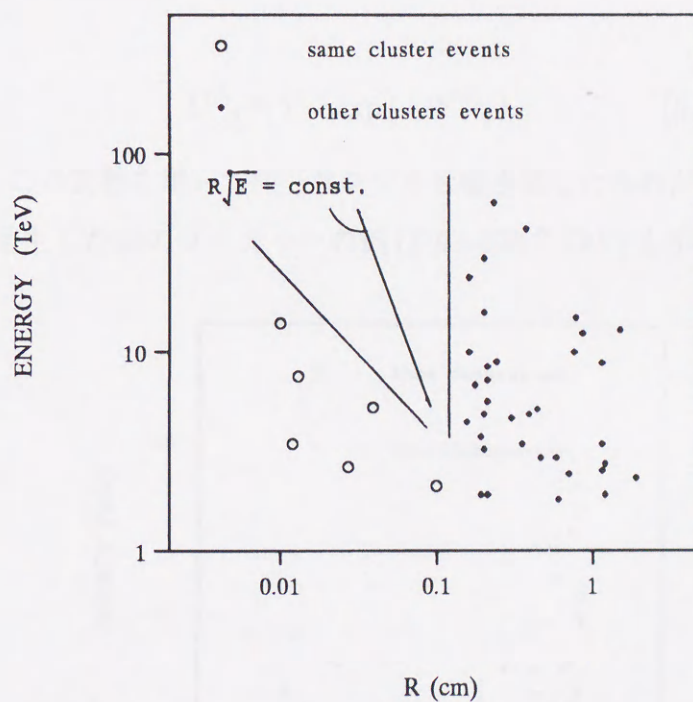


図 5.1 ファミリーでのシャワー粒子の横拡がりエネルギーの相関。距離 R はファミリーから任意に選ばれた一つのシャワー粒子から他シャワー粒子について求める。 \circ は同じクラスターに属する粒子を表わし、 \bullet は他の粒子を表わす。直線 $R\sqrt{E} = \text{const.}$ は分離のための変数であり、直線 $ER = \text{const.}$ と $R = \text{const.}$ の中間の傾きを表わす。

分離が旨くいくように実験的に決める。ここでは、 $a = 3$ (TeV), $b = 15$ (TeV^{3/2} cm) の値を用いた。これは、一般に高い E_i のエネルギーのクラスター中心ではそのまわりの粒子との距離 R_{ij} は小さく、反対に低いエネルギーのクラスター中心では R_{ij} は大きくなる傾向を持つので、クラスタリングの分離の境界が E_i の大きさによらずにできるだけ中央部で行なえるように調整したものである。

更に、分離をもっと対称的に行なうために、次の変数

$$L^{(i)}_j = 1 - \exp(-W^{(i)}_j) \quad (5.3)$$

を定義し、この変数を用いて同じサンプルを書き直したものが図5.2である。図5.3に1000 m の高度で発生した別のファミリーの例 ($\Sigma E = 328.7$ TeV) も示す。

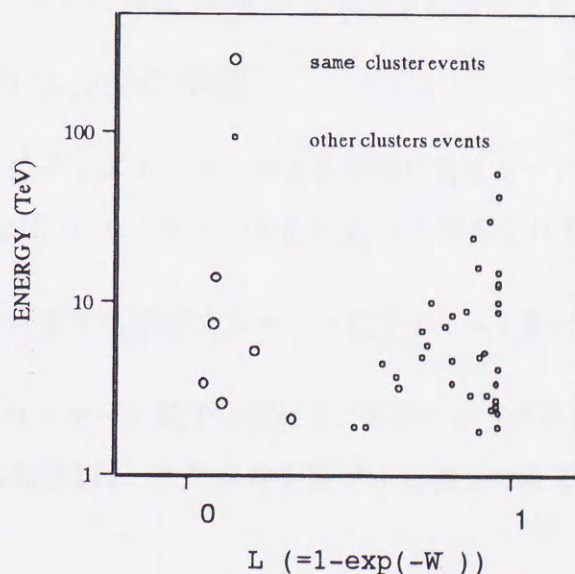


図 5.2 E とパラメータ $L(=1-\exp(-W))$ との相関。詳細は本文。

エネルギーの集中度をより良く表現できる変数として次の量を導入する。

$$D^{(i)}_{j+1} = \sqrt{E_j \cdot E_{j+1} \cdot E_{j+2} / (L^{(i)}_{j+2} - L^{(i)}_j)}. \quad (5.4)$$

ここで3個のシャワーを用いるのはスムージングを考慮したためである。この値が最小値をとるところをクラスターの境界と定義し、その時の $D^{(i)}$ を $D^{(i)}_{min}$, $L^{(i)}$ を L_{ci} として、クラスター分離の指標とする。

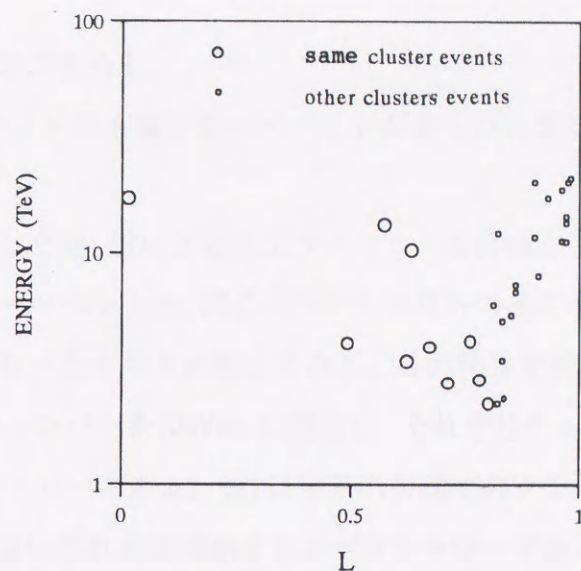


図 5.3 高度 1000 m で発生した別のファミリーの例

5.1.1 クラスタリングの手順

(1) シャワー粒子をエネルギーの大きな順に番号をつけて並べる。(エネルギーの大きなシャワー粒子がよりクラスタの中心に近いと考えられる)

以下の(2)から(4)までの手順をシャワー粒子の $i = 1$ 番から順に行う。

(2) i 番目のカスケード粒子(これを i 番目のクラスタの代表とする)に組まれるべき候補の粒子(j 番目粒子)は、次の条件を満足する粒子である。

$$L_j^{(i)} < L_{ci} \quad (E_j < E_i). \quad (5.6)$$

(3) (2)の候補として除かれた残りの粒子の中で、最もエネルギーの大きな粒子を $i+1$ 番目のカスケード粒子($i+1$ 番目のクラスタの代表)として扱う。このとき組まれるべき候補の粒子は、代表の粒子以外は前のクラスタに含まれていてもよい。

(4) 二つのクラスタ l と k の両方に入ったイベントについては、 $E \cdot R$ の値が小さい方に含める。すなわち、

$$E_j R_{kj} < E_j R_{lj} \quad (5.7)$$

の場合には、 k の方に含める。

(5) どのクラスターにも属さないイベントがなくなるまで上の作業を繰り返す。

異なる高度で発生した親 γ 線による人工ファミリーを作成し、この方法によってクラスタリングしたファミリーイベントと、同じイベントを目的の異なるクラスタリングの方法であるが、従来の方法で行なったものと比較してみる。この結果を図 5.4、図 5.5 に示す。

図 5.4、図 5.5 は、チェンバーを 5500m に設定し、それぞれチェンバー上空高度 500 m、5000 m で発生させたファミリーである。(a) は従来の方式でのクラスタリングし、(b) は新解析法で行ったもの。太線はいずれも本来組まれるべきシャワーであり、細線はクラスタリングによるものである。(この図は、太線あるいは細線に囲まれたイベントが一つのクラスタに属することを示すために free-hand で引いたものであり、境界線の形には特別の意味はない。) これを見ると、従来の方式は低い所で発生したカスケード粒子に対しては多めに取り込み、高い所で発生したものについては少なめに組んでいることがわかる。これに対して新解析法は高度に関係なく一様に比較的正しくクラスタリングが行なわれていることを示している。そのクラスタリングの再現性の精度については次に述べる。

5.1.2 クラスタリングの精度

図 5.4、図 5.5 に二つのクラスタリングの例を示したが、このクラスタリングの精度について、次に述べる定義に基づいて、各高度別に以下に示す。

同じイベントを含むシミュレーションで作成されたクラスタと新解析法でのクラスタを比較する。シミュレーションで、あるクラスターに組まれたイベント数(これは一つの親 γ 線に属する真のイベント数を表す)を A とし、その同じイベントの中で新解析法でも、一つのクラスタに組まれたイベント数を B とした時、クラスターの純度を表すその比(ここでは、1 より大きな値をも含む) $P = B/A$ の値を求める。このとき、シミュレーションのクラスタのイベントと新解析法のイベント数が一致すれば $P = 1$ であり、そのことは完全なクラスターが 1 個再現された事を示す。また、シミュレーションではクラスタに含まれるイベントの個数が 8 個であるのに対して、新解析法では 7 個しか含まない場合は $P = 7/8$ 、新解析法では余分に一個含んで 9 個の場合は、 $P = 9/8$ とした。その他、非常に近い距離での 2 個、あ

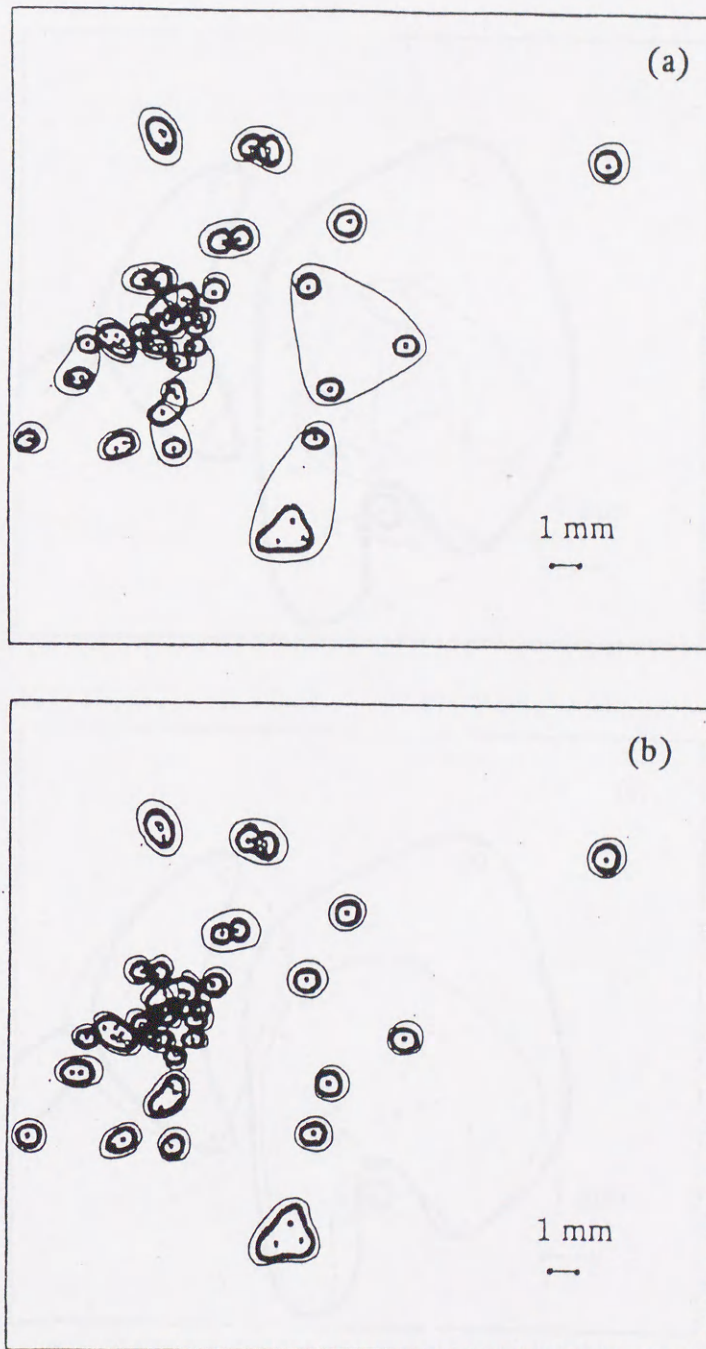


図 5.4 チェンバー上空 500 m で発生したファミリーのシャワーのターゲットダイアグラム。太線が本来組まれるべきイベント、細線がクラスタリングによるもの。(a) は従来の方法によるクラスタリングの例。(b) は我々の方法によるもの。

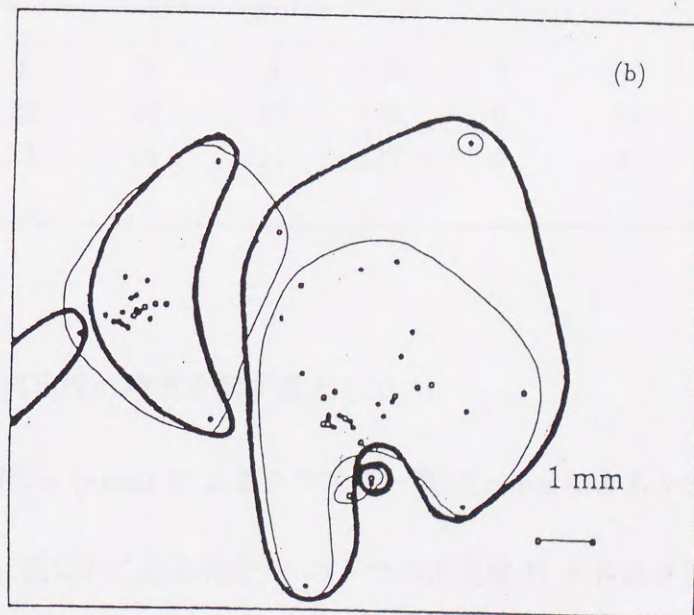
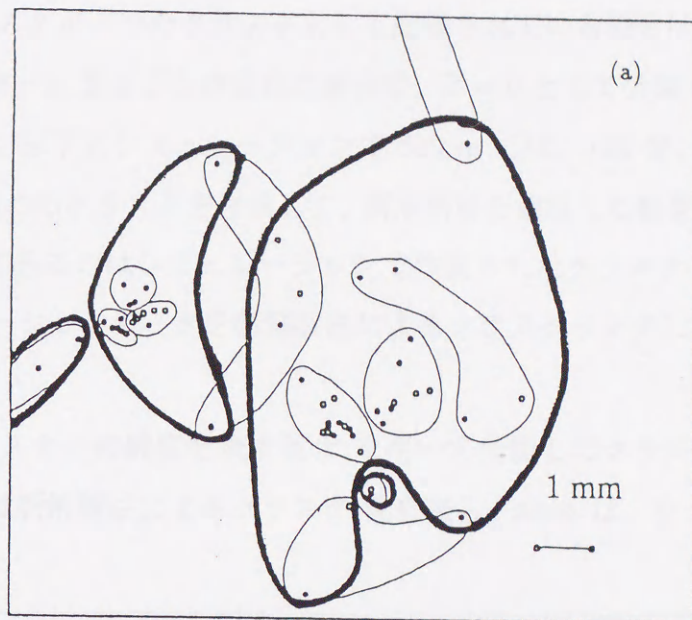


図 5.5. 上空 5000m で発生したファミリーのシャワーのターゲットダイアグラム。図の意味は 図 5.4 の場合と同じ。

るいは3個のクラスターが一つのクラスターとして認識されている場合は $P = 2$ あるいは3とする。他のクラスターにまるごと含まれた場合は、 $P = 0$ として分類し、真のクラスター数との統一を計った。以下にシミュレーションで500 mでは、194個、2000 mでは325個、5000 mでは188個ののクラスターを作成して、新解析法を適用した結果を表5.1に述べる。表にsimu.と示されてあるのはシミュレーションで作成されたクラスターの数であり、recas.は、そのシミュレーションデータを新解析法によるクラスターリングした数を表す。

表5.1 クラスターの純度を表す値 P を用いて分類したクラスターリングの数。recas.と示されてあるのは新解析法によるクラスター数を表し、simu.は、シミュレーションでのクラスター数を表す。

height	$P=0$	$P<0.5$	$P=0.5$	$.5<P<1$	$P=1$	$1<P<1.5$	$P=1.5$	$2\leq P$	recas.	simu.
500 m	55	1	3	3	106	3	7	16	150	194
2000 m	20	22	27	29	184	9	12	22	261	325
5000 m	20	11	15	17	117	5	2	1	210	188

クラスターリングの再現性の精度を示す量として、

$$\text{再現度}(R) = (\text{recas.によるクラスター数}) / (\text{simu.によるクラスター数})$$

と言う量を考える。表5.2にある純度 P の下での再現度 R を各高度別に示す。

表 5.2 純度 P の下での各高度別の再現度 R

純度	$P = 1$	$0.5 < P < 1.5$
500 m	$R_{0.5} = 106/194 = 0.55$	$R_{0.5} = 112/194 = 0.57$
2000 m	$R_2 = 184/325 = 0.57$	$R_2 = 222/325 = 0.68$
5000 m	$R_5 = 117/188 = 0.62$	$R_5 = 139/188 = 0.74$

この結果から見ると、完全なクラスタリングは、55~62%で行なうことが可能であり、純度 P を $0.5 < P < 1.5$ と採れば、クラスタの再現度は約 60~75%まで可能である事が判る。ここで、比較のために従来の方で、500 m と 5000 m での純度によるクラスタリングの分類をみてみると

表 5.3 500 m と 5000 m での従来の方式との純度によるクラスタリングの分類。ここで、old は従来の方式を、new は新解析法を表す。

	height	$P=0$	$P<0.5$	$P = 0.5$	$.5<P<1$	$P = 1$	$1<P<1.5$	$P=1.5$	$2\leq P$	simu.
(old)	500 m	56	3	4	4	100	12	2	13	194
(new)	500 m	55	1	3	3	106	3	7	16	194
(old)	5000 m	19	20	25	26	91	1	2	4	188
(new)	5000 m	20	11	15	17	117	5	2	1	188

表 5.4 500 m と 5000 m での従来の方式との再現度の比較。

純度		P = 1	0.5 < P < 1.5
(old)	500 m	$R_{05} = 100/194 = 0.52$	$R_{05} = 116/194 = 0.59$
(new)	500 m	$R_{05} = 106/194 = 0.55$	$R_{05} = 112/194 = 0.57$
(old)	5000 m	$R_5 = 91/188 = 0.48$	$R_5 = 127/188 = 0.63$
(new)	5000 m	$R_5 = 117/188 = 0.62$	$R_5 = 139/188 = 0.74$

ここで、従来の方法では $D_0=1.0$ を用いた。この章の初めと図 5.4 と 図 5.5 に関して述べたように、低い高度では D_0 の値は小さいとクラスタリングの再現度がよいし、高い高度では D_0 の値を大きくすればよいクラスタリングができる筈である。5000 m で大きな D_0 の値を用いてもっと良い結果が得られても、これは我々の目的には全く何の意味も持たない。決定的なことは、高度があらかじめ判っていないので、どの D_0 の値を用いればよいのか全く判らないことである。シミュレーションならばいくらでも、精密な D_0 を求めることが可能であるが、それらは実際の実験データにはなんの役にも立たない。新解析法は高度の判らないデータに対して D_0 などという値を用いることなく、全ての高度にたいして適用可能であることが従来のものとは決定的に異っているのである。

5.2 クラスターの親 γ 線のエネルギーの推定

核相互作用によって発生する π^0 中間子は瞬時に (10^{-16} sec) 二つの親 γ 線に崩壊する。そこでその一つの親 γ 線によるファミリーの拡がり、発生粒子の横向き運動量の大きさ、大気中での電子の多重散乱、及びジェットが発生高度によって決まる。すでに議論したように、発生高度がそれ程高くない場合には、多重散乱の効果は無視でき、かつ、発生する粒子のエネルギーが大きいほど、拡がり、は小さい (P_t は殆ど一定であるため)。ただし、個々のガンマー線に起因するクラスターの拡がり、は電磁カスケードの多重散乱によって決まる。発生粒子の

平均エネルギーの大きさは親のエネルギーに比例するので、親のエネルギーとファミリーの拡がりとは逆相関の関係にある。さて、ファミリー中の個々のクラスターの親が γ 線（中性中間子の崩壊で生じた）とした場合、発生高度が高くない場合には、親 γ 線のエネルギー E_0 、クラスターのエネルギー ΣE_γ 、及びあとに定義してあるその平均の横拡がり $\langle r \rangle$ との間に一定の関係を見い出すことが可能である。

この為に、親のエネルギー E_0 と発生高度（観測点はカンパラ山上）を変えてモンテカルロシミュレーションを行い、 $\Sigma E_\gamma/E_0$ と $\langle r \rangle$ の関係を調べた。その結果を図5.6に示す。

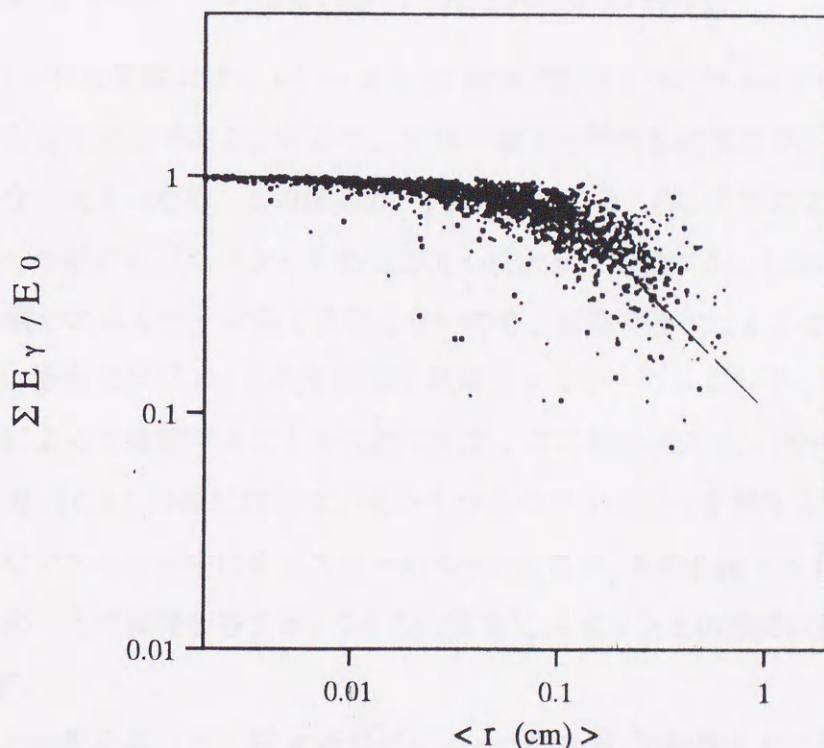


図 5.6 $\Sigma E_\gamma/E_0$ と $\langle r \rangle$ との相関。これは親のエネルギー E_0 と発生高度 H を様々に変えて得られる。

ここで r は各クラスターのエネルギー重心からのシャワーの横拡がりであり、 $\langle r \rangle$ は次のようなエネルギーの重みをつけたクラスターの平均の拡がりである。

$$\langle r \rangle = \Sigma E \cdot r / \Sigma E \quad (5.8)$$

この図より、親 γ 線のエネルギーや発生高度によらず、 $\Sigma E_\gamma/E_0$ と $\langle r \rangle$ との間に次のような関係式が成り立つことがわかる。これを用いてクラスターの親 γ 線のエネルギー E_0

を推定することができる。

$$E_0(\Sigma E_\gamma, \langle r \rangle) = \Sigma E_\gamma / (1 - 2.42145 \langle r \rangle^{0.7934} \cdot (1 - \langle r \rangle)) \quad (\langle r \rangle < 0.3) \quad (5.9.1)$$

$$E_0(\Sigma E_\gamma, \langle r \rangle) = \Sigma E_\gamma \cdot \langle r \rangle / 0.104376 \quad (\langle r \rangle > 0.3) \quad (5.9.2)$$

5.3 クラスターの親 γ 線の発生高度の推定

Air ジェットの発生点は、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ の崩壊が瞬時 (10^{-16} sec) に起こるので、これら γ 線の発生点と同じである。しかし、 γ 線が電子対創成を起すまでに走る平均の距離は9/7 c.u. とかなり大きいため、この最初の" γ 線のつつこみ"の大きさによって、作られる個々のクラスターの拡がり(カスケードの拡がり)は大きく変動する。しかし、発生するガンマー線の P_t は親のエネルギーに強く依存しないので、前節で述べたように、ジェットの発生高度が高くない場合にはジェットの発生高度 H はファミリーのエネルギーとクラスターの平均の横拡がりによって推定することが可能である。この関係式を見い出すために、様々な E_0 と発生高度 H_t (c.u.) の値に対して、モンテカルロファミリーを発生させた。図5.7はこうして得られたファミリー中のクラスターの $\langle r \rangle$ と ΣE_γ との相関で各高度別に示してある。

次にその相関を各 ΣE_γ ごとの、高度 H_t と $\langle r \rangle$ との相関に焼き直したグラフを図5.8に示す。

これらの結果を用いて、 H_t の近似式を $\langle r \rangle$ と ΣE_γ の関数として導出する。

カンバラ山上で

$$H_t(\langle r \rangle, \Sigma E_\gamma) = 13 (\langle r \rangle / 0.36)^{1.22 \Sigma E_\gamma^{-0.15}} \quad (5.11)$$

のような関係式が得られる。

この式から得られる実際の H_t の値は、 $\langle r \rangle$ と ΣE_γ の分散の大きさによって大きく変動する。個々のクラスターの高さの推定に最も大きく作用するのは、親 γ 線が電子対創成を起すまでに走る距離である。この変動を小さくするため、次のような統計処理を行なった。すでに述べたように、クラスターの平均の拡がりはそのメンバー数(N_m)が2本以上のものに

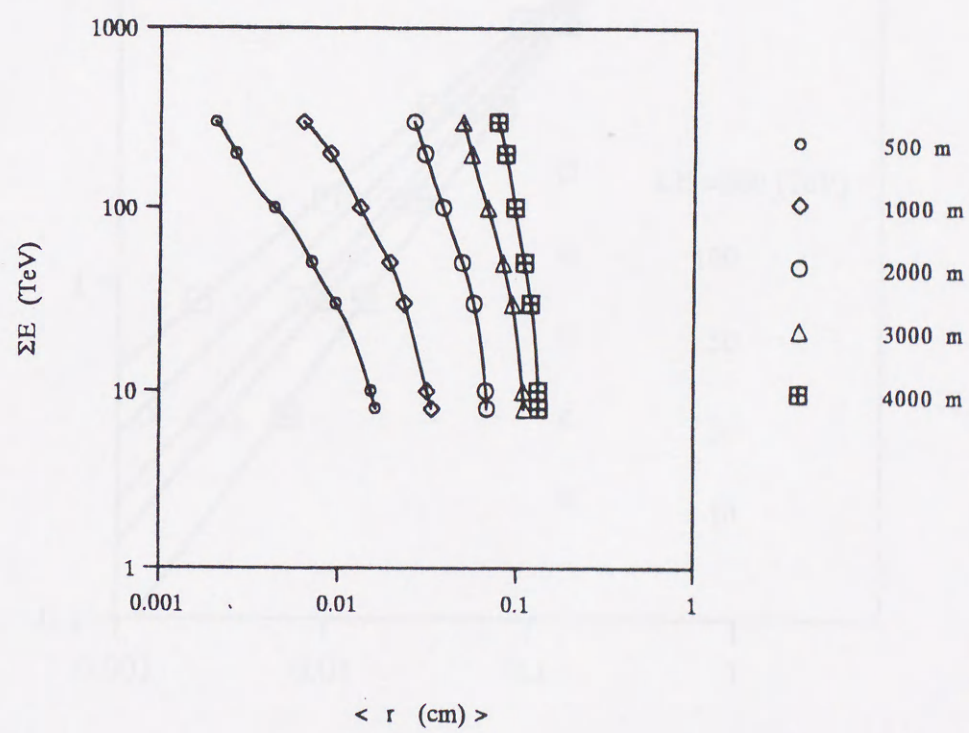


図 5.7 様々な高度での $\langle r \rangle$ と ΣE_γ との関係。

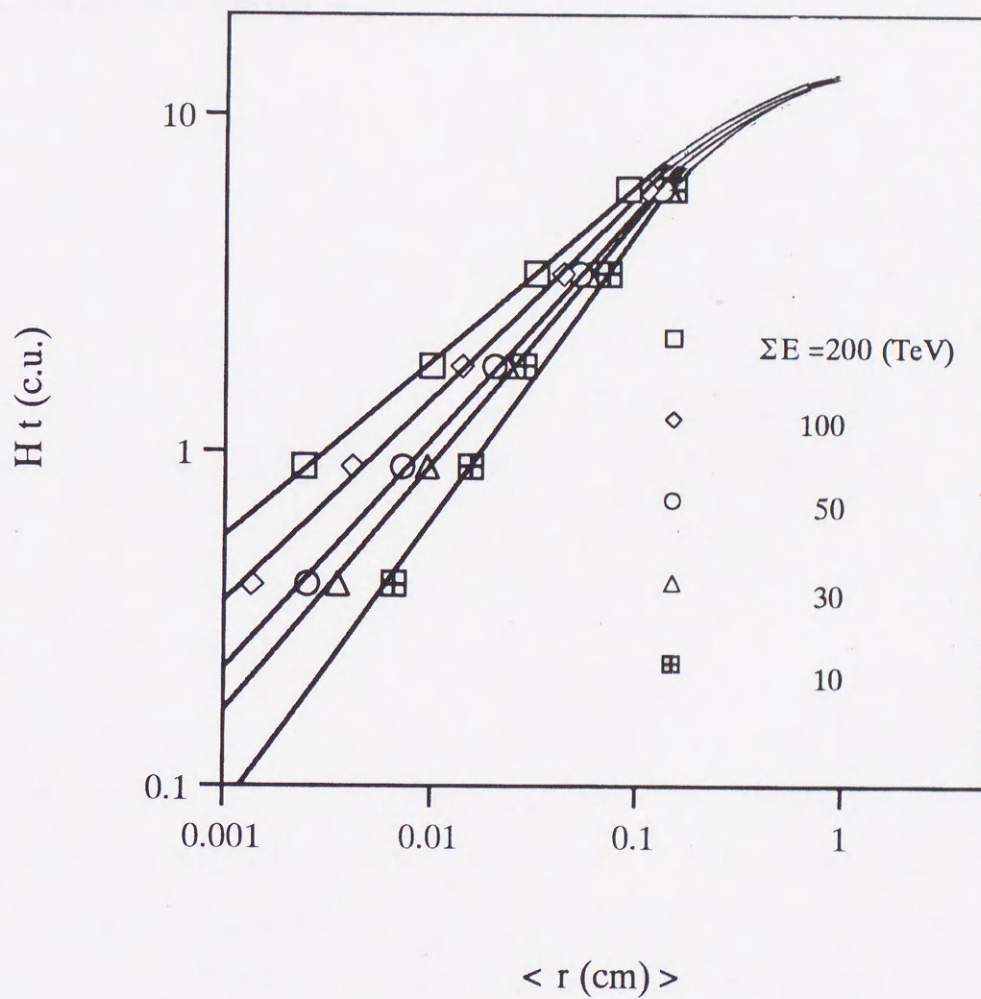


図 5.8 クラスタエネルギー (ΣE_γ) に対する高度 H_t (c.u.) とクラスタの横拡がり $\langle r \rangle$ の関係。

第6章 新解析法の妥当性

この章では前章において導出された新解析法を、シミュレーションによる人工ファミリーデータに適用する。ここでの人工ファミリーの生成は4章4.1での仮定(1)~(8)に基づいて行なった。このとき人工ファミリーの生成過程で得られる分布には、添字 *simu.* を付した。一方、観測面上での人工ファミリーデータに、新解析法を適用して得られる分布には、添字 *recas.* を付した。両者を比較することにより、新解析法の適用の妥当性を評価することとする。

6.1 親の γ 線のエネルギー

最初に親 γ 線のエネルギー E_0 について考察する。proton との核相互作用多重発生を高さ 1000m、2000m、3000 m で、それぞれ 100 回 (クラスター数約 2500 個) 発生させる。新解析法で分類された各クラスターに含まれるイベントのトラック数は、1 個以上の場合である。図 6.1 は上記の様々な高度でのシミュレーションで得られたファミリー中のクラスターのエネルギー分布と、新解析法によるクラスターのエネルギー分布を比較して示している。新解析法における分布では、分布の平均値を比較すれば、低い高度ではシミュレーションから得られた分布が良く再現されている。発生高度が高くなると、イベントとして含まれる個数が減るので、再現性が悪くなる。これはエネルギーの小さい γ 線が E_{min} よりも小さくなるためであり、この事によりクラスターが仲間の粒子を失い単独で観測されることが生じる。単独なものについては、そのエネルギーのみがクラスターのエネルギーとなるために、エネルギーの小さい方に分布が移行する。

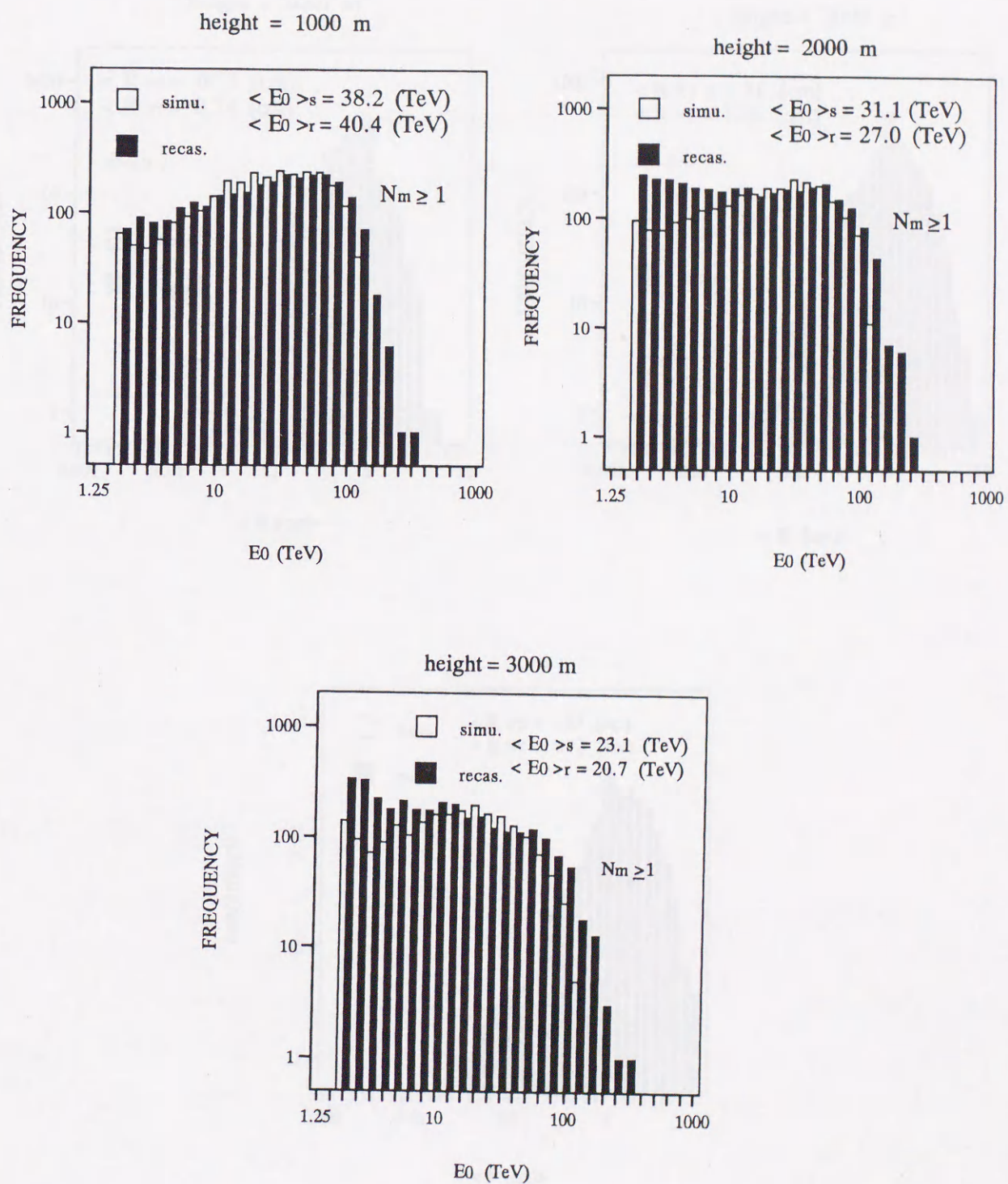


図 6.1 各高度でのファミリーのクラスターの親ガンマのエネルギーの再現性。

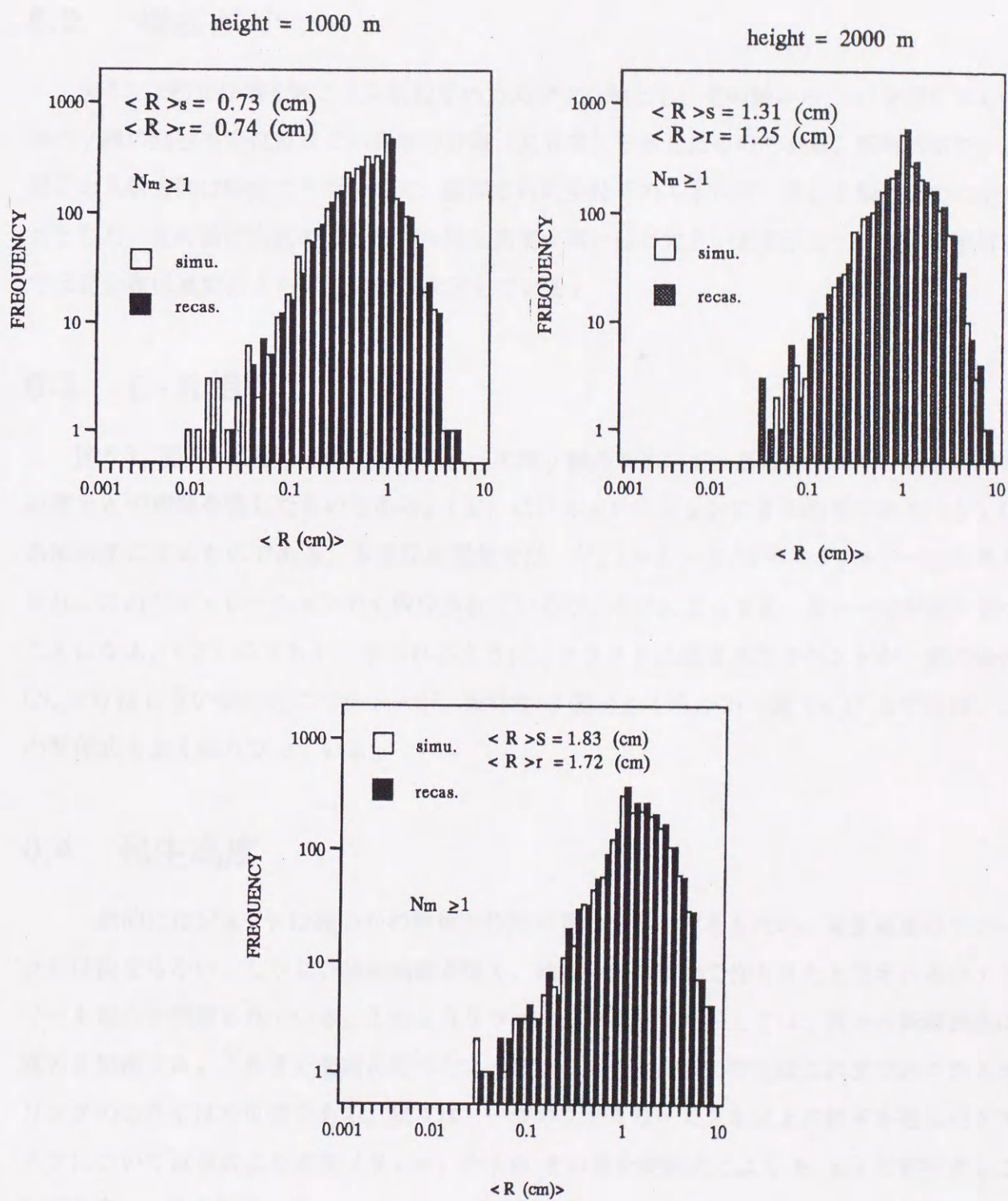


図 6.2 図 6.1 と同じファミリーでのクラスターの R 分布。

6.2 横拡がり

図6.2は相互作用を起こす入射粒子の方向を中心軸とし、その軸から、 π^0 崩壊による最初の γ 線の到達推定位置までの距離の分布(R分布)を示したものである。新解析法で一次粒子の入射方向は特定できないので、観測された全粒子のエネルギー重心を観測面での中心点とした。Rの値は当然のことながら発生高度が高いほど大きい値を示している。新解析法ではR分布は高度によらず良い一致を示している。

6.3 E-R 相関

図6.3、図6.4はそれぞれのクラスターの親 γ 線のエネルギーEとエネルギー重心からの距離Rとの相関を表したものである。(a)はシミュレーションによる結果であり(b)は新解析法によるものである。多重発生現象では $P_t (= E \cdot R / H = \langle P_T \rangle)$ 一定と考えられ、このシミュレーションでも仮定されているが、それによって $E \cdot R = \text{一定}$ が成り立つことになる。(2)の(b)に示されるように、クラスターに組まれたイベントが1個の場合($N_m=1$)はしきい値付近にバラツクが、条件を2個以上($N_m \geq 2$) (図(c))とすれば、この関係式もよく成り立っている。

6.4 発生高度

一般的にはジェットは幾つかの核相互作用の重ね合わせであるため、発生高度はユニークには決まらない。しかし、発生高度が低く、殆ど一回の衝突で作られたと思われるファミリーも幾つか観測されている。このようなファミリー現象にたいしては、我々の新解析法は威力を発揮する。これまで何回か述べたように、この発生高度の推定はこれまでのクラスタリングの方法では不可能である。我々は、一つのファミリーで2本以上の粒子を組んだクラスターについて近似式より高度(H c.u.)を求めその値を変換式によりH(m)に変換することが出来る。各高度で一次protonによる多重発生を100回行い、発生したモンテカルロファミリーに新解析法を適用して、その妥当性を調べた。各高度について、我々の方法で推定した高度分布を以下に示す。

図6.5に横軸に真の値、縦軸に推定高度と真の値との差と真の値との比率、それらの平均

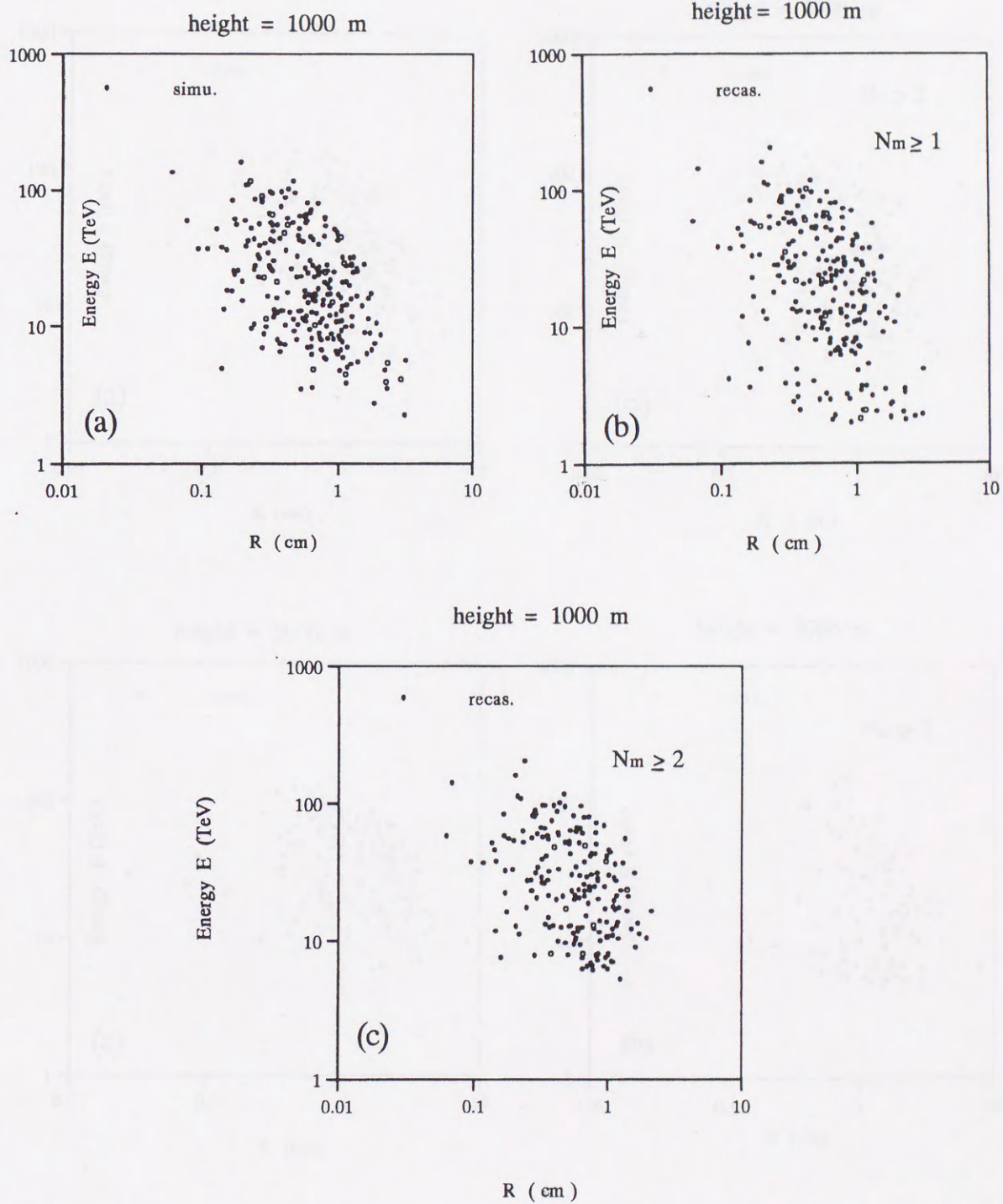


図 6.3: 高度 1000m でのクラスターの親 γ 線のエネルギーの散乱点とその拡がり。(a) はシミュレーションによる結果。(b) 我々の方法による

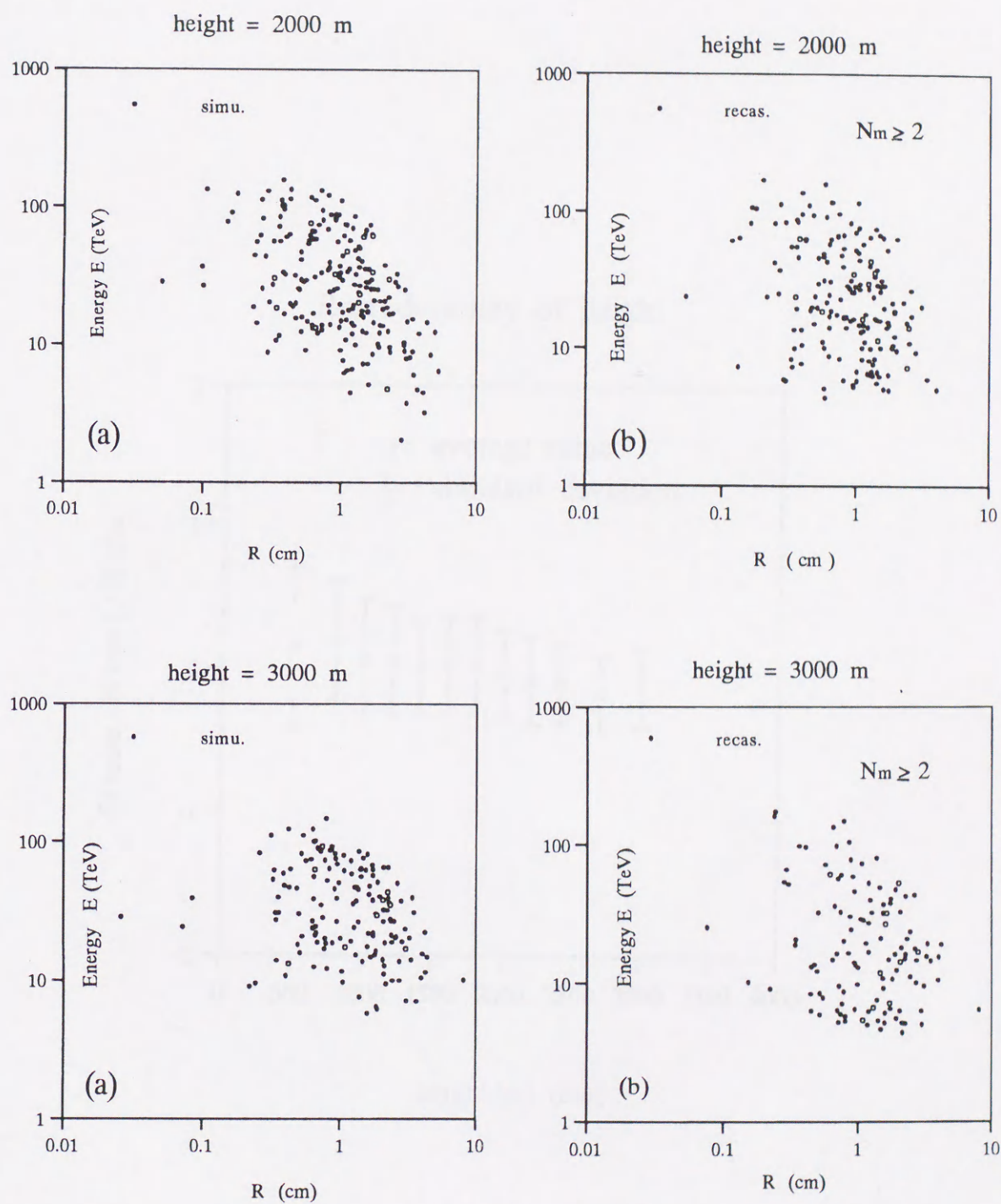


図 6.4 高度 2000m と 3000m でのクラスターの親 γ 線のエネルギーの散乱点とその拡がり。(a) はシミュレーションによる結果。(b) 我々の方法による

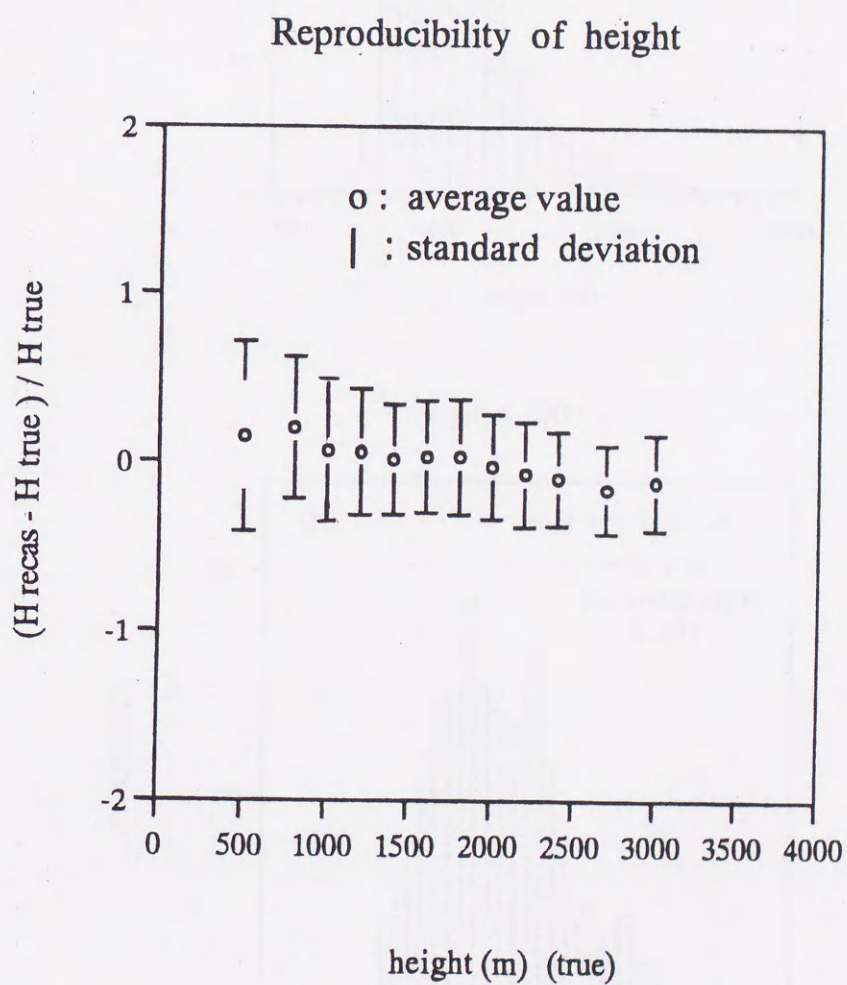


図 6.5 発生高度の再現性 (1) 横軸は真の高度 (m) であり、縦軸は推定高度の真の値との差の真の値に対する比率。○は平均値であり、実線は標準偏差を表わす。

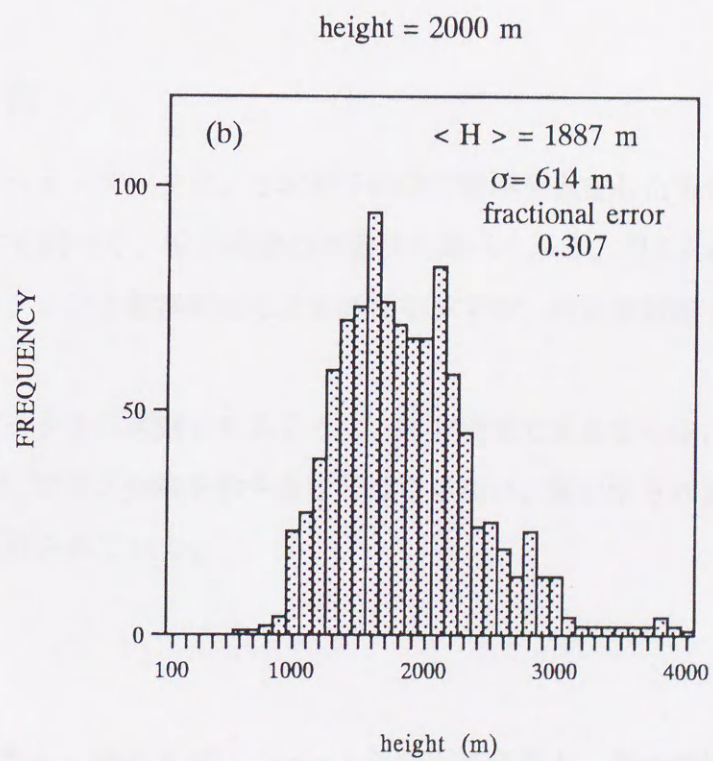
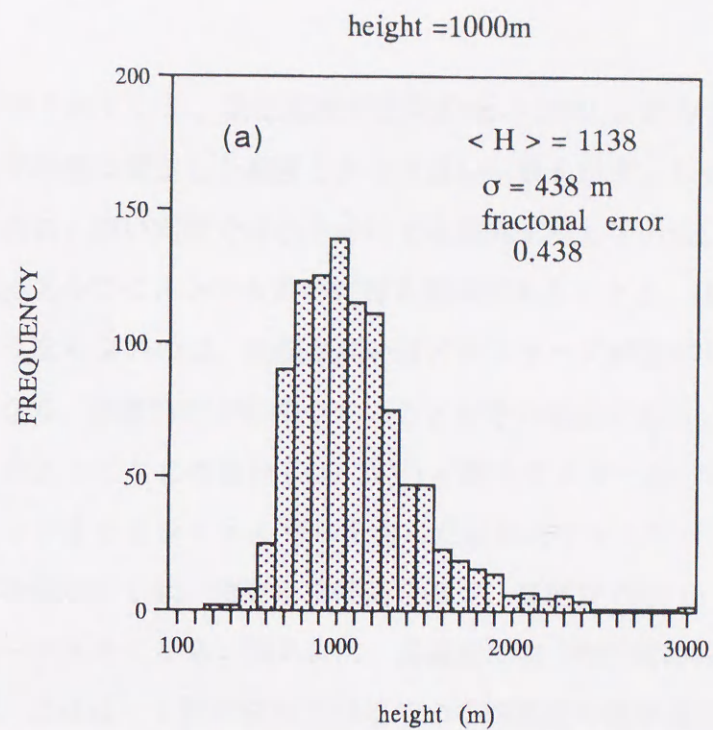


図 6.6 発生高度の再現性 (2) 1000 回の核相互作用のシミュレーションによる。(a) 1000 m での再現高度分布。(b) 2000 m の場合。

値と標準偏差が示されている。発生高度が比較的低い 1000 m から 2000 m のファミリーについては、その平均値は仮定した高度とかなり良い一致を示す。しかし、発生高度がより低い高度では大きめに、高い高度では小さめにでる傾向を示している。低い高度では、若干他のシャワーを抱え込んで $\langle R \rangle$ を大きめに採る傾向があることと、高い高度での fluctuation がそれほど大きくなるのは、高度が高いほどカスケードが拡がり、クラスター内での粒子の分離が良くなり、高度特定が出来やすいことがその理由である。また高い高度では既に図 3.4 に示めしたように ΣE の高い (200 TeV) γ 線クラスターは分離可能な高度が 2000 m 付近と考えられ、さまざまなエネルギーを含んだ全体のファミリーとしては、2200 m の付近を越えると平均値が少し低い値を示す傾向を持つ。高度が 2700 m を越えると 真の値との分散の絶対量も一層大きくなる。図 6.6 に、各高度での 1000 回の核相互作用による高度の再現性を示すが、これは 1 回の核相互作用での平均高度の標準偏差をも示している。1000 m, 2000 m, 3000 m での平均値は、いずれも範囲真の値から $\sim 14\%$ の範囲で再現される。

6.5 角分布

シミュレーションデータは、2 次粒子の等方崩壊を仮定したモデルを用いている。そこで $dn/d\eta$ 分布を調べて、等方崩壊の再現性を調べてみる。図 6.7(a),(b) に各高度でのそれぞれシミュレーションと新解析法による結果を示すが、白丸が対応するそれぞれのガウス分布である。

加速器実験データから考察されるように、等方崩壊であるならば、 $dn/d\eta$ 分布は分散幅 $\sigma \sim 0.8$ をもった ガウス分布を示さなければならない。図に示されるように高度によらず等方崩壊は良く再現されている。

6.6 P_t

観測データから γ 線の P_t は、ジェットの発生高度 H と γ 線の横拡がり R (ファミリーのエネルギー重心からの距離) から次の式を用いて推定できる。

$$P_t = (E_\gamma (\text{MeV}/c) / H(\text{m})) \cdot R(\text{m}) \quad (6.1)$$

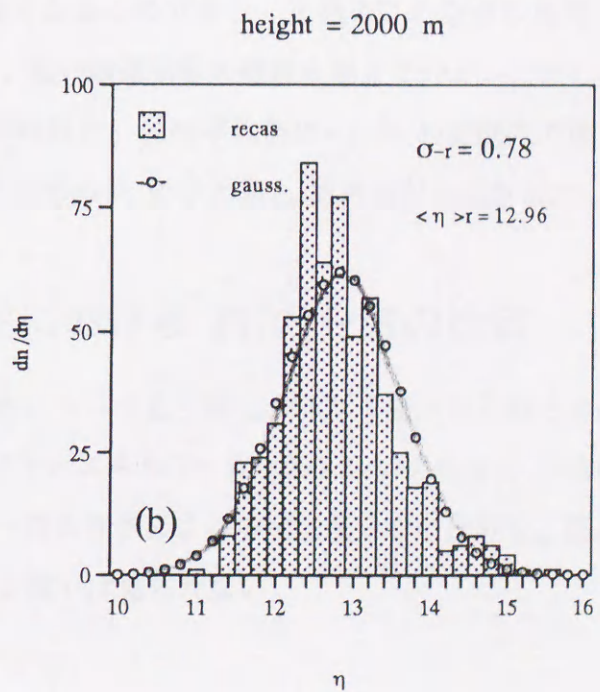
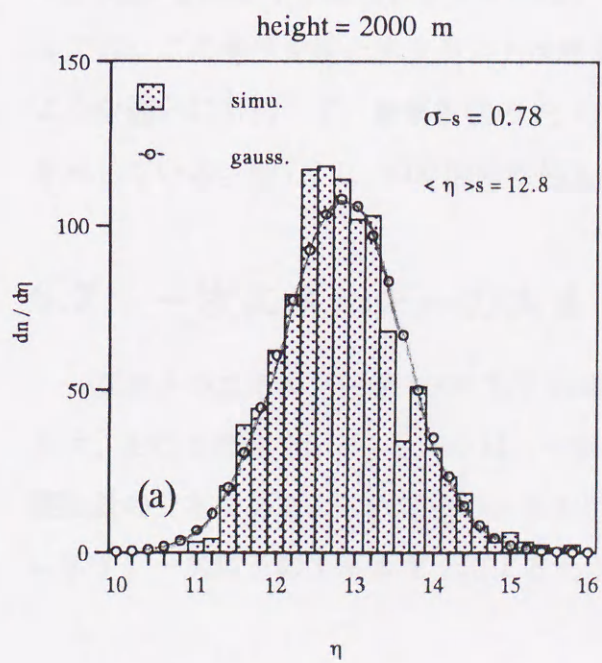
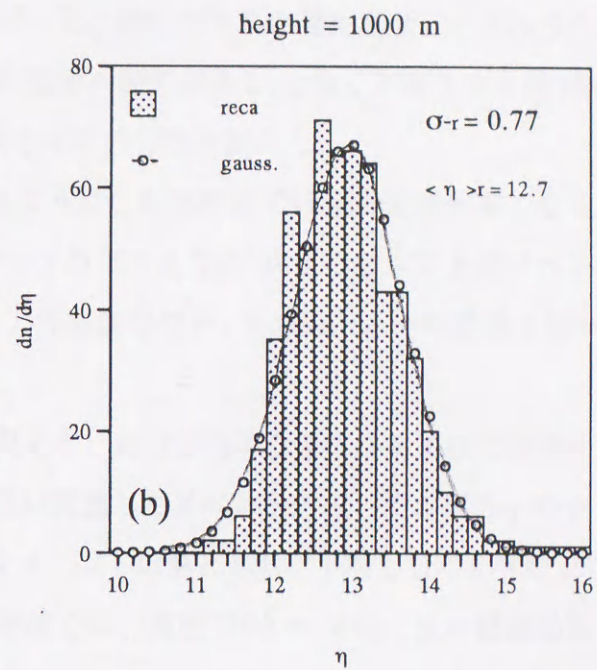
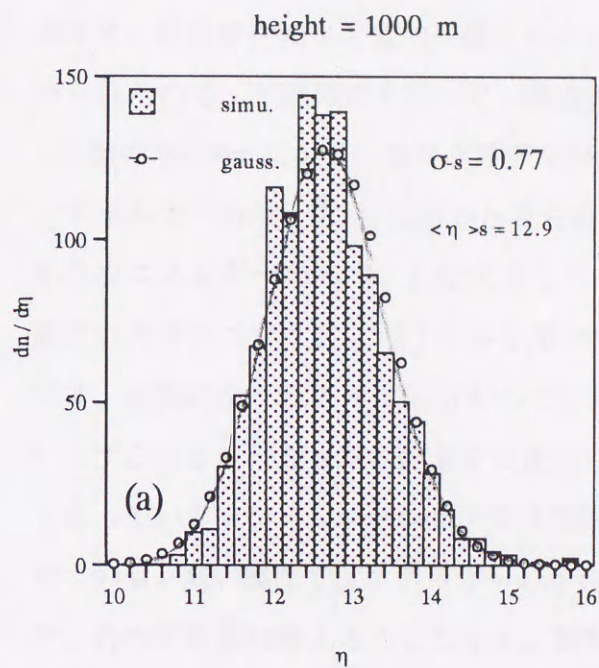


図 6.7 η 分布 (1) 1000 m 高度による分布。実線はガウス分布を示す。(a) シミュレーションの結果。(b) 新解析法によるもの。(2) 2000 m 高度による分布。

ここで γ 線の発生高度 H は先に述べたクラスター解析により推定できる。これまでの結果より、新解析法による親の γ 線のエネルギー E 、横広がり R と発生高度 H の再現性が確かめられたので、上記の式を用いて、多重発生現象の鍵を握る P_t は良く再現される筈である。100個のprotonによる多重発生現象を発生させこの方法を試みた。

エネルギー分布、 E - R 相関から見られるように、新解析法では発生高度が高くなるほど小さなエネルギーのイベントは大きくバラツクので、2 TeV以上の2つ以上のイベントで組まれたクラスタ($N_m \geq 2$)のみを用いて、各高度での P_t を求めた。その結果を図6.8に示す。頻度は全クラスタによるものである。

まずシミュレーションの結果を高度別に見ると、高度が高くなるにつれて横運動量が大きくなっている。シミュレーションでは観測点に到達したイベントのみ、その親の γ の P_t を求めている。高い高度ではエネルギーの小さなイベントは落とされ、平均として小さな P_t は減り、 P_t の平均量は増えることになる。新解析法では、高度1000 mでは、低い横運動量の個数が減っている。これは、この高度では単独のイベントでクラスタを構成しているものが多く、 $N_m \geq 2$ の条件を満たすクラスタは少なくなるためである。当然のことながら高度2000 mでは、この条件を満たすクラスタは増え、低い横運動量の個数も増えている。しかしこのような違いにも拘らず、新解析法の P_t の平均値は、真の平均値の $\sim 13\%$ の範囲内で同じ値を示している。図7.8に1000回の核相互作用での P_t の平均値と標準偏差が示されている。

6.7 一次エネルギーの大きさにおける P_t の分布の比較

一次粒子のエネルギーが8000 TeVの場合についても、同じような1節から6節までの分布は、おなじ傾向を示す。図6.9は、一次粒子のエネルギーが8000 TeVの場合の平均の横運動量の分布である。一次粒子のエネルギーの大きさによる横運動量分布の比較を、図6.10に示す。一次粒子のエネルギーによる大きな違いは見られない。

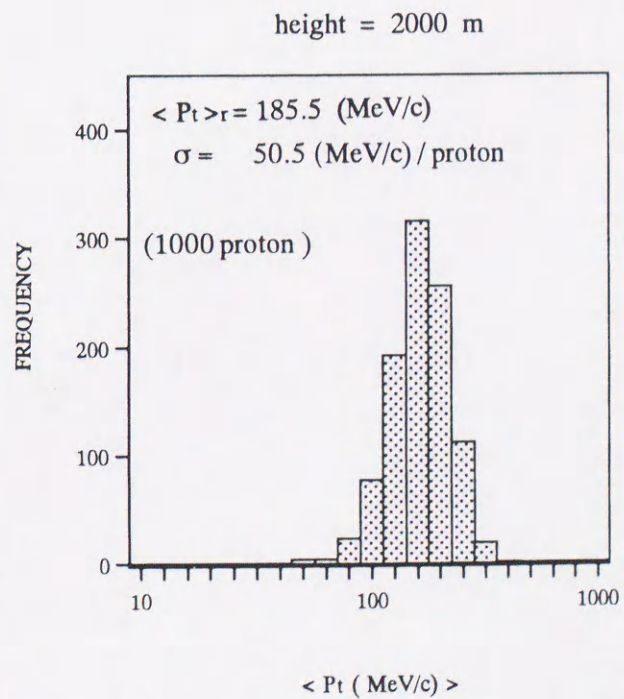
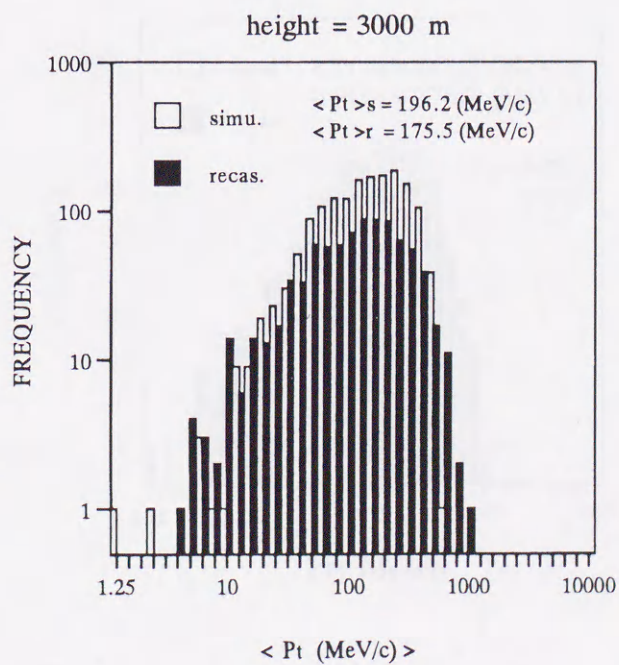
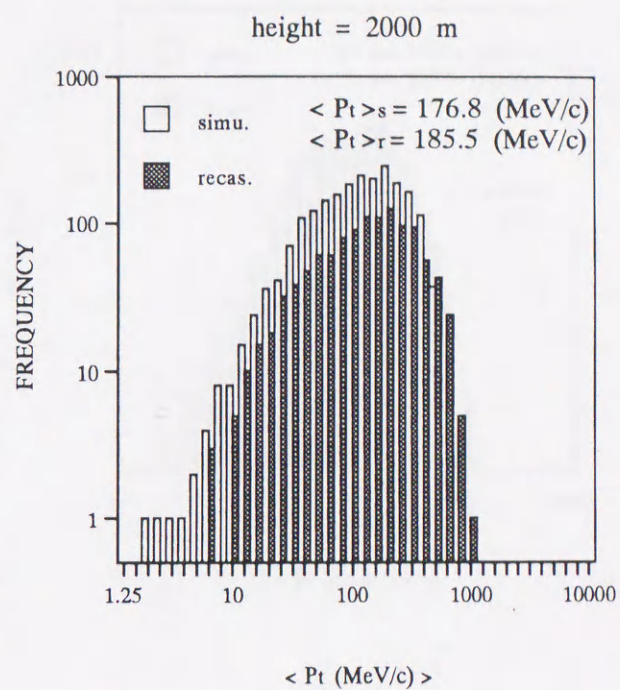
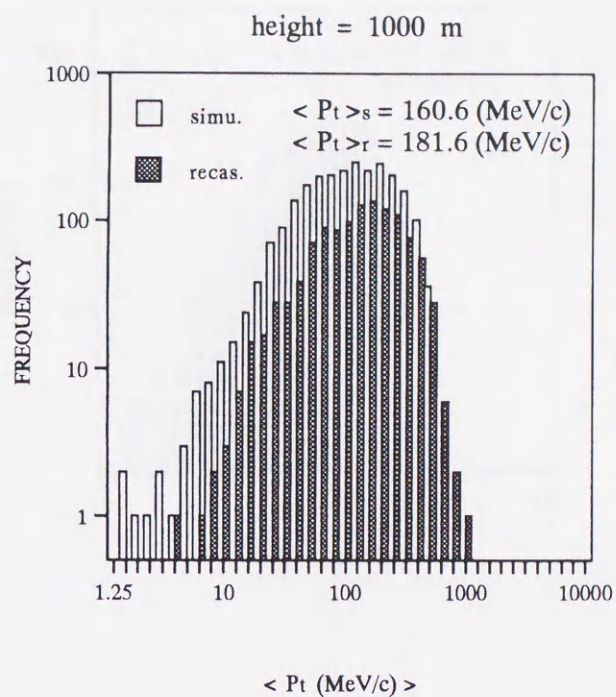


図 6.8 P_t 分布 $N_m \geq 2$ のクラスタに対して行ったもの。

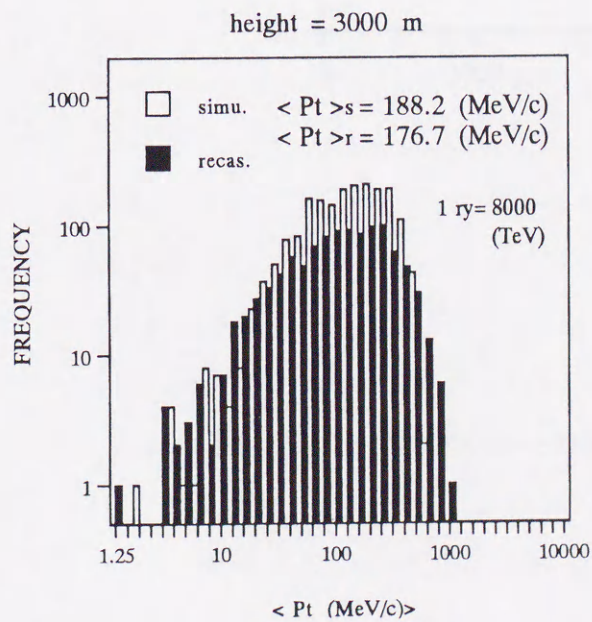
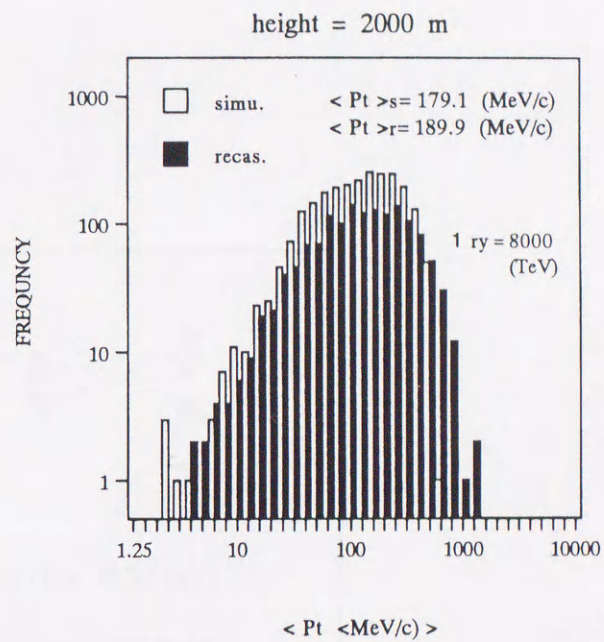
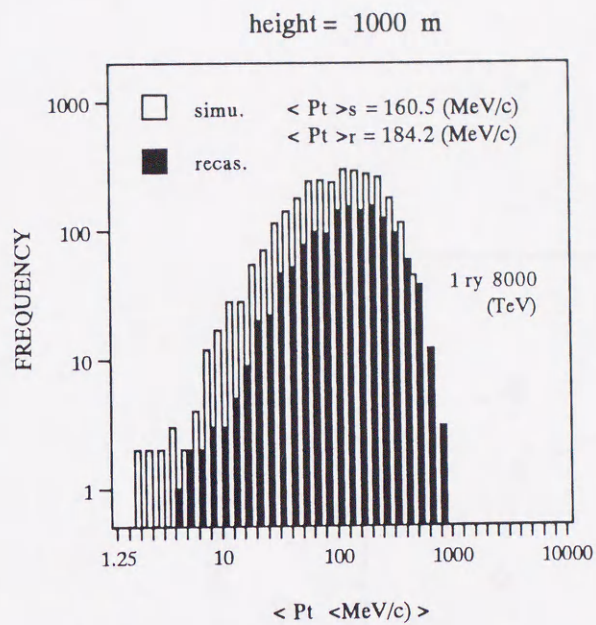


図 6.9 一次エネルギー 8000 TeV での P_t 分布

第7章 カンバラ山実験データへの適用と

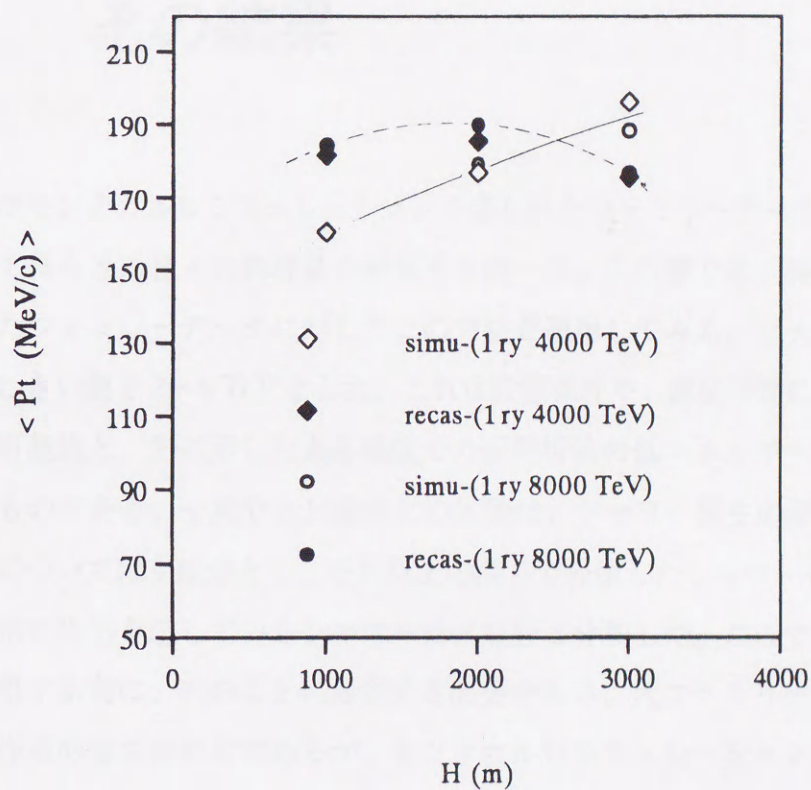


図 6.10 一次エネルギーの大きさにおける P_t 分布の比較

第7章 カンバラ山実験データへの適用と その結果

第6章ではモンテカルロシミュレーションで得られたファミリーデータを用いて、我々の解析法によって得られる種々の物理量の再現性を調べた。この章では、実際にカンバラ山ECで観測されたファミリーデータに対してこの方法を適用してみる。ファミリー中のシャワー粒子の観測しきい値を2~4 TeVとした。これは設置条件や、露出時間による感度劣化による見落としの可能性と、先に示したある高度での新解析法の低エネルギーでの再現のバラツキを考慮したものである。 γ 成分とN成分との区別は、シャワー発生の深さ(Δt)が6 c.u.以内のものについては γ 成分とし、それ以上の深さで発生したシャワーをN成分とする。EC中で逐次核相互作用を起しているシャワーはN成分と分類した。ここで、実際のデータに新解析法を適用する前に、次のことに注意する必要がある。大ファミリーは一般的には何世代かの核相互作用の重ね合わせであるが、モンテカルロシミュレーションの結果によると、比較的低い高度で殆ど一回の核相互作用で作られたものは、i) ファミリーの拡がりが比較的小さく、ii) 空間的分布の対称性をもったものである。さらに、高い高度で数回の大きなエネルギーの逐次核相互作用を起こした場合は、その観測されるER相関は、iii) $ER=一定$ の相関を現わさない。図7.1はカンバラ山での実際の観測条件(40×50cmのチェンバーサイズ)と全く同じ設定の下に作成したモンテカルロファミリーデータ⁽¹⁾のER相関の例である。図7.1は、大気topでの一次粒子のエネルギーを一次粒子の観測スペクトルに基づいて発生させたシミュレーションによる $\Sigma E_{\gamma} > 1000$ TeV以上の人工ファミリーの中から低高度で発生したデータと、高い高度から逐次核相互作用によって作られたファミリーを取り出し比較したものである。(a)図はエネルギーが24945.6 TeVでの一次粒子が低高度1200 mで崩壊した例である。(b)図は、エネルギーが26706.0 TeVの一次粒子が、6000 mと2500 mで連続的に崩壊した例を示している。(ここでは $ER=一定$ を示すしきい値変数として、 $ER=一$

¹M.Amenomori et al., Phys.Rev., D38,p1417(1988);D38,p1417(1988)

定の直線へのクラスタの集中度を表わす変数 r_c を用いた。) (2) 特徴が明確にでているものを揚げているが、単独のばあいでも高度が高くなるほど集中性は少なくなり判断は難しくなる。この方法も、以下に箇条書に述べる逐次核相互作用を判定する幾つかの条件の一つとして用いる。

従って実際の観測データに対して、それが一回の核相互作用によってつくられたファミリーであることを確認するためには、上に述べたの条件を含めて、次の5つの条件を満足するものとした。

- (1) ファミリーの拡がりが比較的小さい
- (2) 空間的分布の対称性を持つ。
- (3) $ER = \text{const.}$ の分布を示し、 $r_c < 12$ の条件を満たす。
- (4) H 分布がその平均高度のまわりに図 7.5 に示されるような小さな分散を持つ。
- (5) 角度分布が等方崩壊を表す $\sigma(\eta) \sim 0.8$ を示す。

7.1 カンバラ山実験データへの適用

ここではカンバラ山で観測された総エネルギー (ΣE_γ) が 1000 TeV 以上で N_γ が 70 以上の大ファミリーを表 7.1 に示す。

これらのファミリーの、 ΣE_γ 及び N_γ は第 2 章のはじめに述べた方法により求めたもので、単位は TeV である。 E_{min} は閾値エネルギー。

² $r_c = c \Sigma (\bar{z} - z_i)^2 / n$ であり、ここで $z_i = \log_{10}(R_i \times E_i)$ であり、 E_i はクラスタの i 番目のエネルギー、 c はモンテカルロデータで用いて 5 と決められる。シミュレーションとの対応から $ER = \text{一定}$ とみなせる上限値を $r_c = 12$ とする。

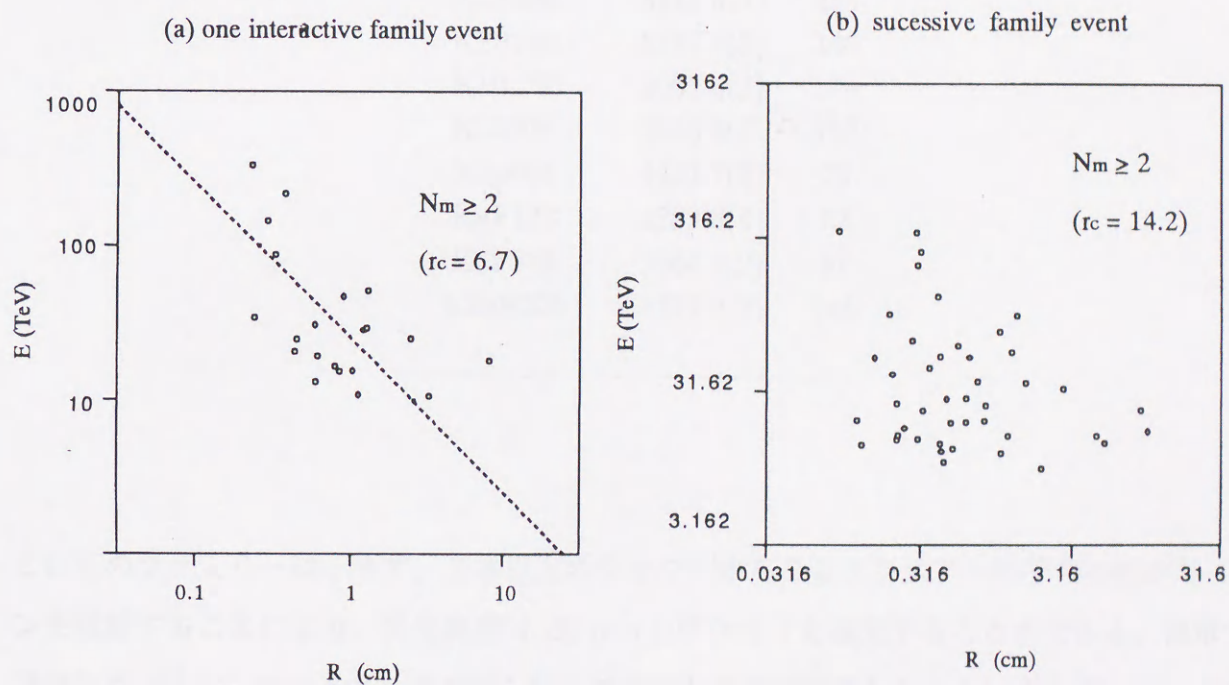


図 7.1 $\Sigma E_\gamma > 1000 \text{ TeV}$ 以上のファミリーデータに対する ER 相関の例。カンバラ山での実際の観測条件 ($40 \times 50 \text{ cm}$ のチェンバーサイズ) と全く同じ設定の下で、高エネルギー陽子が大気トップから入射した場合の、モンテカルロファミリーデータである。逐次核相互作用 (観測点上空、6000 m と 2500 m) を起こしたファミリーデータ (b) は、 $ER = \text{const.}$ の分布を示さず ($r_c = 14.2$), 低高度 (1500 m) での相互作用で発生したファミリーデータ (a) ($r_c = 6.7$) と比較して顕著な違いを示している。

表 7.1 カンバラ山高度での EC で観測された $\Sigma E_\gamma > 1000$ TeV、 $N_\gamma > 70$ の大ファミリー

family name	$\Sigma E_\gamma(E_{min})$	N_γ
K2F528	8143.5(4)	485
K2P244	2187.9(2)	145
K1017F	2037.6(2)	174
K1020F	2036.4(2)	152
K5p601	1492.7(2)	73
K4F123	1289.8(4)	82
K6P944	1285.4(2)	97
K80B028	1279.0(2)	145

これらのファミリーは、まず、2 本以上のシャワーからなるクラスターの平均の拡がり $\langle r \rangle$ を計算することにより、発生高度 (H_t (c.u.), H (m)) を推定することができる。前章で議論したように、ファミリー中のガンマー線が同じ高度で発生したとしても、ガンマー線の突っ込みの効果である程度の揺らぎを持つ。発生高度が高いほど逐次核相互作用の影響が大きくなる為、その変動は大きくなる。以下にエネルギーの総和が大きく、クラスターの本数の多いファミリーについて検討する。

7.1.1 ファミリー K2F528

図 7.2 は、これまでにカンバラ山で観測された最大エネルギーのファミリー K2F528 (4 TeV 以上のシャワー数 489 個, ガンマー線のエネルギー和 $\Sigma E_\gamma = 8143$ TeV) のターゲットダイアグラムである。このファミリーはエネルギーが高いにも拘わらず、個々のシャワーが良く分離されて観測されているのが特徴であり、ターゲットダイアグラムも比較的空間的に対称的な分布をしている。新解析法によって得られたクラスターの総数は 254 個であり、

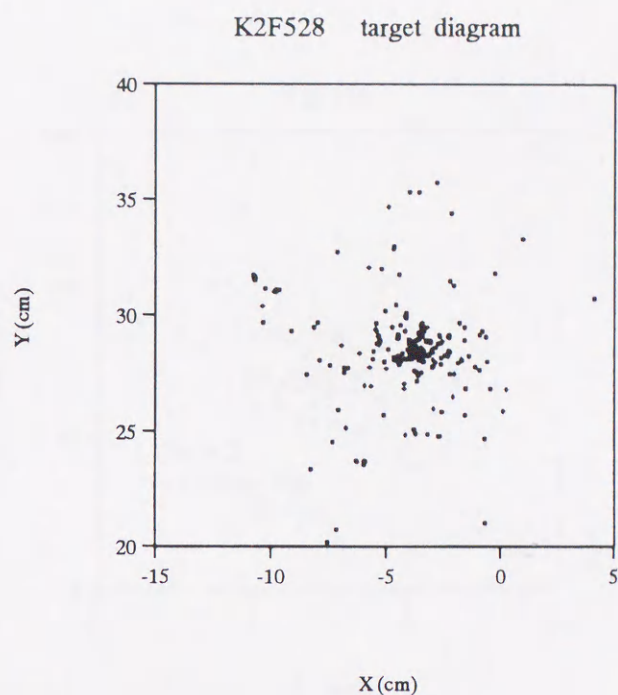


図 7.2 target diagram

その内で $N_m = 1$ のクラスタは 182 個、 $N_m \geq 2$ のクラスターは 72 個である。ファミリーに属するクラスターの数 N_c と定義すれば、 $N_c = 72$ である。図 7.3 に $N_m \geq 2$ のクラスターの ER 相関を示す。fitting line は、 $ER = \text{const.}$ の仮定のもとで引いたものである。図 7.1 と比較してわかるように、 $ER = \text{const.}(r_c=10)$ の分布を示している。図 7.4 に、このファミリーの中心部分のクラスタリングの様子を示す。実線で囲まれていないクラスタは単独のイベントによるクラスターとみなされたものである。図 7.5 は、 $N_m \geq 2$ のクラスタを用いて得られたこのファミリーの H 分布を示す。推定される高度は 1822 m である。

次に図 7.6 に、ファミリーのクラスターの η 分布を示す。分散幅 σ は ~ 0.92 となりかなり良い等方崩壊が示されている。そこでこのファミリーを一定の高度で発生したものと仮定し、各クラスター（親のガンマー線）の P_t 分布を図 7.7 に示す。K2F528 のクラスタの本数を重みとした P_t の平均値は、 $\sim 330 \text{ MeV/c}$ となる。この P_t の値を別の見方から確認するために、高度 1880 m での ER 相関を求めてみる。図 7.3 に示されたデータの fitting line は高度 2000 m での $P_t (= 330(\text{MeV/c}))$ line とほぼ一致する。

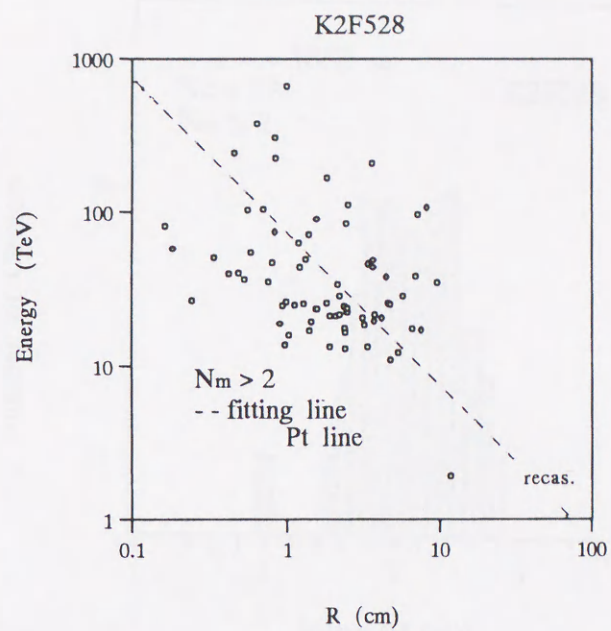


図 7.3 ER 相関。

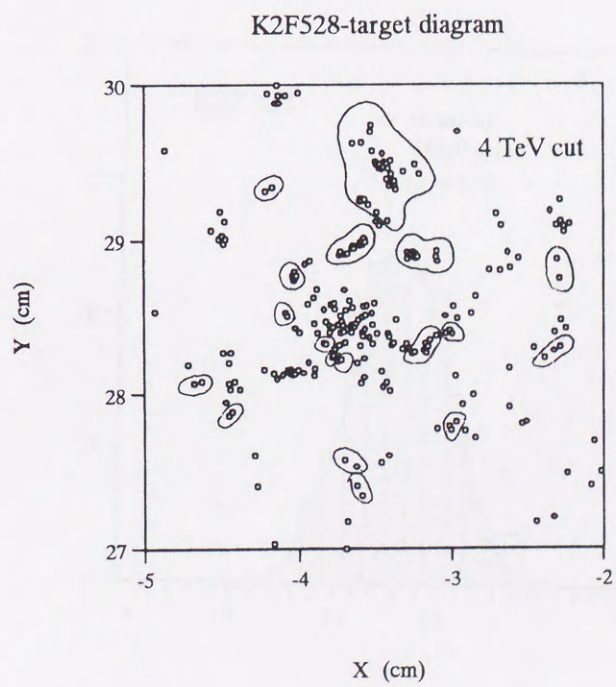


図 7.4 中心部分のクラスタリングの描像。

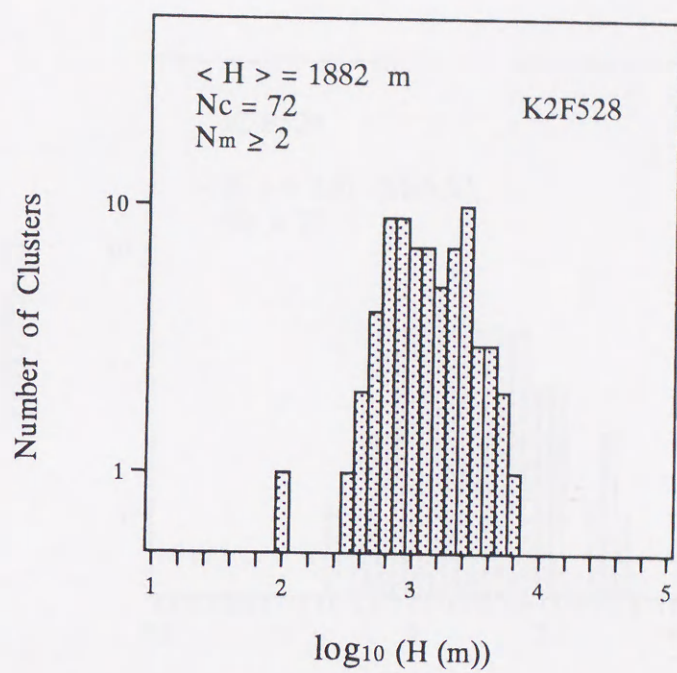


图 7.5 H 分布。

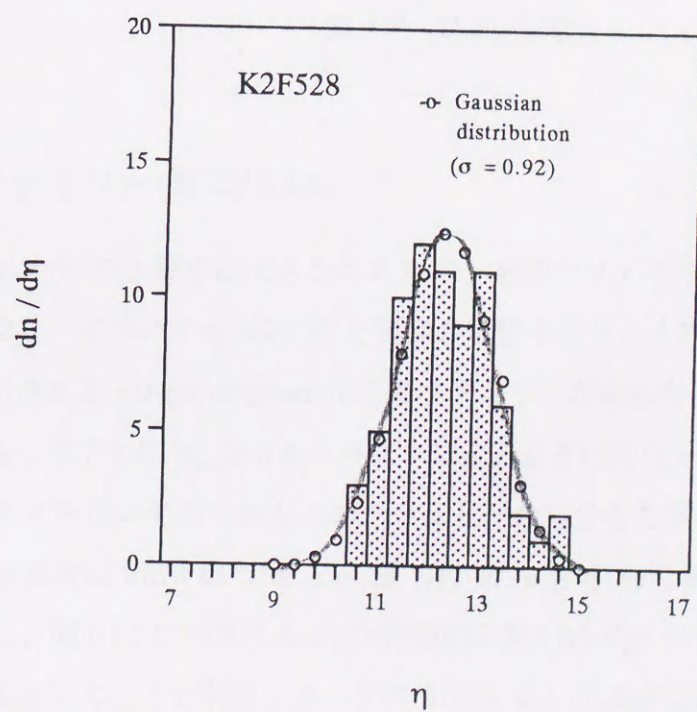


图 7.6 η 分布。

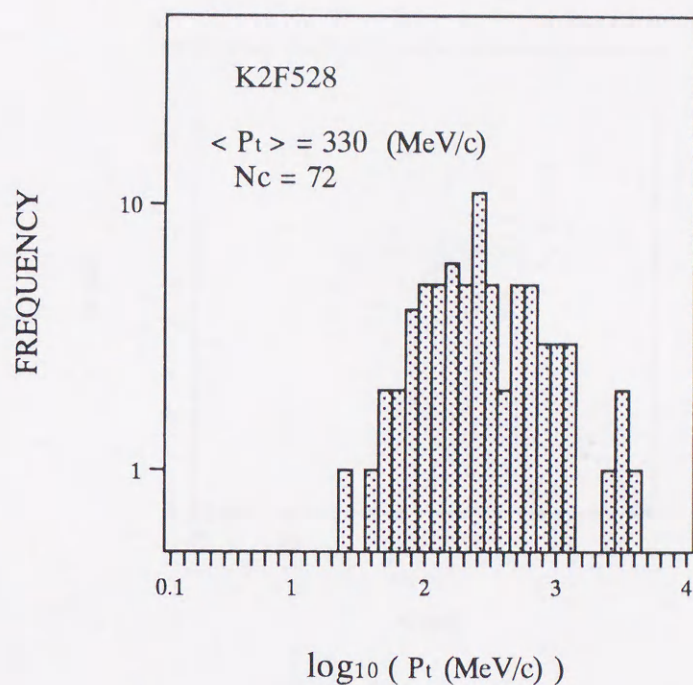


図 7.7 (f) P_t 分布

7.1.2 ファミリー K2P244

観測された中で2番目に大きなエネルギーを持つファミリー K2P244 ($\Sigma E_\gamma = 2187$ TeV, $N_c = 52$) についても K2f528 と同様の解析を行う。その結果を以下の図に示す。

図 7.8 に示される target diagram はこのファミリーが中心から放射状に分布している傾向を示している。図 7.9 に $N_m \geq 2$ のクラスタによる E R 相関 ($r_c=11$) を示す。図 8.10 は、 $N_m \geq 2$ のクラスタを用いて得られたこのファミリーの H 分布を示す。

推定される高度は 2073 m である。図 7.11 の η 分布 の分散幅は幾分大きめであるが等方崩壊を示し、図 7.12 に示される P_t の平均値は 311 MeV/c の値を示している。図 7.9 の E R 相関からも以下のことが判る。データの fitting line は高度 2000 m での $P_t=311$ (MeV/c) の line (図 7.9) とほぼ重なる。

K2P244 target diagram

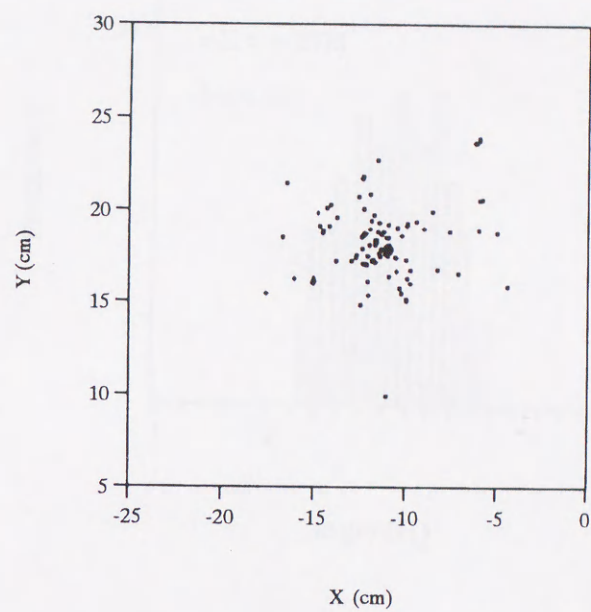


図 7.8 target diagram

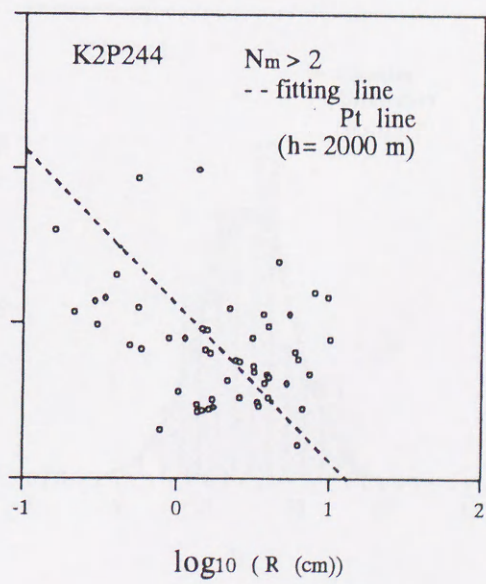


図 7.9 $N_m \geq 2$ のクラスタによる ER 相関

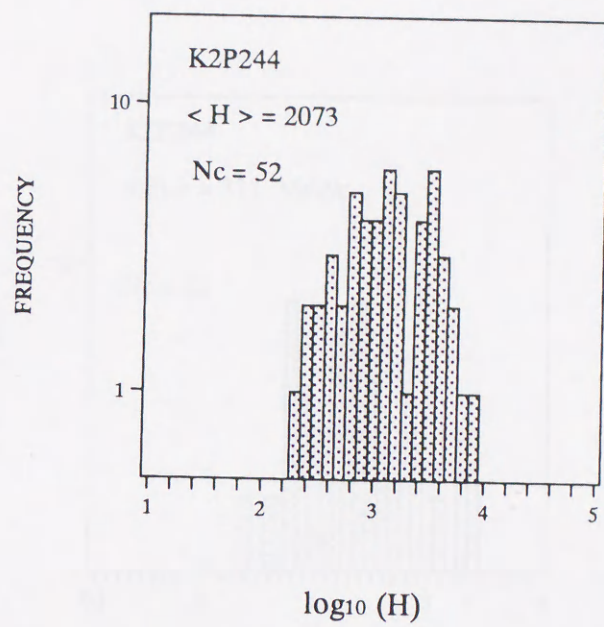


图 7.10 H 分布

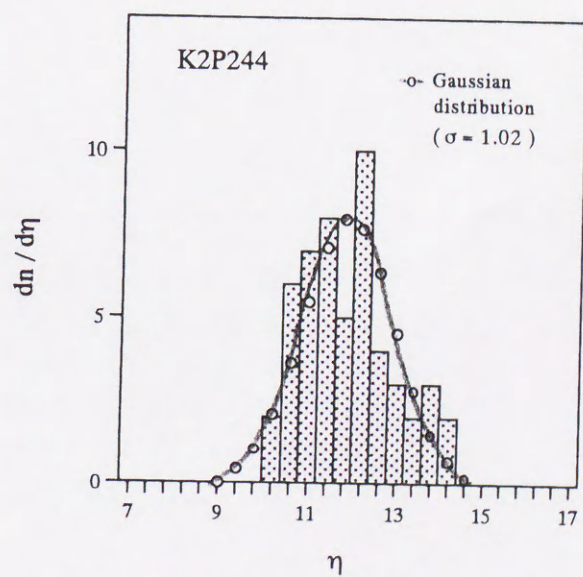


图 7.11 η 分布

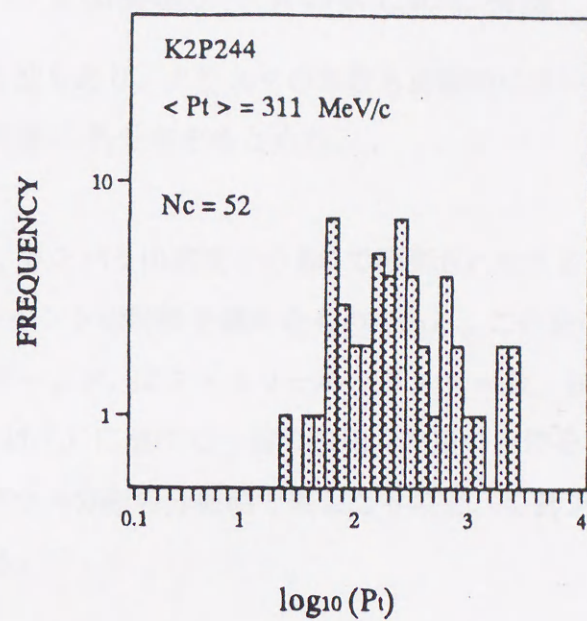


图 7.12 (e) P_t 分布

7.1.3 カンバラ山実験データのまとめと特徴

その他、等方性もあり、クラスタの本数も比較的に多いファミリー K1020F, K5P601 についても、上と同様に P_t 分布をもとめた。

表 7.2 は、カンバラ山高度での EC で観測された ΣE_γ が 1000 TeV 以上で、 $N_c > 30$ の大ファミリーイベントの特徴を纏めたものである。この表において、 ΣE_γ は単位は TeV, E_{min} は閾値エネルギー。 N_c はファミリーのクラスター数、 $H(m)$ は核相互作用発生点の高度、Singl.Int.(y/n) は 7.1 に挙げた一回の核相互作用の条件を満たしているか否かを示す。 $\sigma(\eta)$ は角度分布をガウス分布の分散幅で表したもので、 $\langle P_t \rangle$ の値は 7.6 の方式により求めた平均 P_t の値である。

表 7.2 カンバラ山高度での EC で観測された $\Sigma E_\gamma > 1000$ TeV で、 $N_c > 30$ の条件の下での大ファミリーの特徴。

family name	$\Sigma E_\gamma(E_{min})$ TeV	N_γ	N_c	H (m)	Singl. Int.(y/n)	$\sigma(\eta)$	$\langle P_t \rangle$ (MeV/c)
K2F528	8143.5(4)	485	72	1822	y	0.92	330 ± 48.3
K2P244	2187.9(2)	145	52	2073	y	1.02	311 ± 51.2
K1017F	2037.6(2)	174	46	1357	n		
K1020F	2036.4(2)	152	34	2015	y	0.73	223 ± 50.6
K5P601	1492.7(2)	73	33	1578	y	0.71	277 ± 45.9
K4F123	1289.8(4)	82	33	1452	n		
K6P944	1285.4(2)	97	33	2524	n	0.22	
K80B028	1279.0(2)	145	34	1977	n		

7.2 結果と CERN 加速器データとの比較

図 7.13 は、CERN Report[20] による様々な粒子 $\pi^\pm, K^\pm, P/\bar{P}, \Lambda/\bar{\Lambda}$ についての、 P_t の平均値のエネルギー依存性の測定結果を示したものである。図中の $\times, \blacksquare, \circ$ の実験値は UA1, UA2, UA5 streamer Chamber による実験より得られたもので、それぞれ π^\pm とバリオン (Ξ , anti-proton) と K^\pm とのデータを示す。この時、全エネルギー \sqrt{s} の値でおよそ 1000 GeV の値まで求められてある。全ての荷電粒子に対する UA1 の data は、 $S\bar{p}pS$ から得られ、加速器データとしては最も精度の高いものである。 $S\bar{p}pS$ 領域の UA1 データまでは、 s の log scale での $\langle P_t \rangle$ の増加を示している。この UA1 のデータの傾向を、 π^\pm 生成について、SSC のエネルギー、 $\sqrt{s} = 40$ TeV、まで外挿したものが実線で示してある。この実線より、 $\sqrt{s} = 40$ TeV で $\langle P_t \rangle \sim 0.58$ となることが予測される。

我々の解析したファミリーイベントの中で、最も信頼性の高い事象は (1) 高度分布にバラツキが少なく、(2) クラスタの本数が多く、(3) 等方性も良い、ものと考えられる。

K2F528 のデータは、観測された 10 イベント中では、最も信頼が高いと考えられる。このイベントの π^0 中間子の $\langle P_t \rangle$ に換算した値を \square 印で、図 7.13 の上に重ねてあらわした。この π^0 中間子の $\langle P_t \rangle$ の導出については、以下に述べる。

一次粒子のエネルギー E_0 は $E_0 = \Sigma E / K_\gamma$ により求められる。一般に、非弾性度 K とは、一次粒子と空気の原子核との核子衝突によって、一次粒子のエネルギーの多重発生に費される割合を表す値である。 K の平均値 $\langle K \rangle$ は、一次粒子のエネルギーのスペクトル

の中に依存し⁽³⁾、また実際の観測条件にも依存する。ここで用いられる非弾性度 K_γ は、二次粒子の中の π^0 粒子の発生に使われる割合を表す。そこで、実際の観測されたエネルギーのスペクトルの結果から [4][7]、その中 $\beta=2.0$ を使い、観測条件として $E_{min}=4$ TeV、 $\Sigma_\gamma > 1000$ TeV の観測条件のもとでシミュレーションを行ない、一次粒子の相互作用から 500000 個の π^0 ファミリーを作成し、ファミリーの ΣE_γ と一次粒子のエネルギーとの比から各々の π^0 ファミリーの K_γ の値を求め、その分布を示したのが図 7.14 である [24]。その平均値は $\langle K_\gamma \rangle = 0.31 \pm 0.13$ と求められる。

この K_γ を用いて、K2F528 の親の一次粒子のエネルギー E_0 を求めると、 ΣE は 8143.5 (TeV) であり、従って一次粒子のエネルギーは、

$$E_0 = 8143.5 / 0.31 = 26269 \text{ (TeV)}$$

である。

重心系の値に換算すれば、

$$\sqrt{s} = 7020 \text{ (GeV)}$$

となる。

一方 $\langle P_t \rangle$ に対しては、下記の方法で求めた。

図 7.15 の (a), (b) の実線は、高度 1000 m 及び 2000 m での、崩壊地点で π^0 の P_t の平均値 $\langle P_t \rangle$

³一次粒子のエネルギーのスペクトルは、

$$j(E_0)dE_0 \propto E^{-\beta-1}$$

と表される。ここで、相互作用で二次粒子に与えられるエネルギーを E 、非弾性度を K とした時の分布は、

$$j(E, K)dEdK \propto f(K)dK j_0(E/K)dE/K \propto K^\beta f(K)dKE^{-\beta-1}dE,$$

ここで、 $f(K)dK$ は固定された一次エネルギーに対する非弾性度分布を表す。そこで、観測される非弾性度分布 $g(K)dK$ を、

$$g(K)dK \propto K^\beta f(K)dK$$

と表わすと、解析的には、

$$\langle K_{ob} \rangle = \int K g(K)dK / \int g(K)dk = \int K^{\beta+1} f(K)dK / \int K^\beta f(K)dK = (\beta+1)/(\beta+2)$$

と表される [24]。しかし、二次粒子である π^0 及び π^\pm にそれらのエネルギーがどのように配分されるかは、確率過程であり、解析的には決まらない。

$>_{\pi^0}$ と観測地点で求められた γ 線の P_t の平均値 $\langle P_t \rangle_\gamma$ をシミュレーションにより計算しその相関図を示したものである。第6章6節において述べたように、観測地点では発生高度が高いほど、低いエネルギーのイベントが落ちて、小さな P_t は観測に掛かりにくくなるので、観測地点での P_t の平均値 $\langle P_t \rangle_\gamma$ は発生地点での値に比べ大きくなる。

そこで、 $\langle P_t \rangle_{\pi^0}$ と観測地点で $\langle P_t \rangle_\gamma$ との相対比を求めると、これらのグラフから、1000 m では

$$\langle P_t \rangle_{\pi^0} / \langle P_t \rangle_\gamma = 1.93$$

であり、

2000 m では

$$\langle P_t \rangle_{\pi^0} / \langle P_t \rangle_\gamma = 1.80$$

である。

図7.16 は、上で求めた相対比を変換率として高度別に表したものである。第6章の図6.8 に示した観測地点でのシミュレーションにおける $\langle P_t \rangle_\gamma^s$ と新解析法での $\langle P_t \rangle_\gamma^r$ との相対比も合わせて同図に示してある。

これらの相対比は、1000 m で $\langle P_t \rangle_\gamma^s / \langle P_t \rangle_\gamma^r = 0.881$ であり、2000 m では、 $\langle P_t \rangle_\gamma^s / \langle P_t \rangle_\gamma^r = 0.953$ である。これらの変換率から、1800 m では新解析法での $\langle P_t \rangle_\gamma^r$ から $\langle P_t \rangle_{\pi^0}^s$ への変換率は、

$$\langle P_t \rangle_{\pi^0}^s = 0.940 \times 1.82 = 1.71$$

である。

従ってファミリー K2F528 による π^0 の P_t の平均値は、

$$\langle P_t \rangle_{\pi^0} = 330 \times 1.71 = 564.3 \text{ (MeV/c)}$$

と求まり、この値を図7.13 に示した。

このデータに比べると、他のデータは、角分布の様子やクラスター数などが必ずしも十分ではないが、一回の核相互作用として判定された、K2P244、K1020F、K5P601 の3つ

の事象も、同様にして求め表 7.3 にまとめた。

表 7.3 各ファミリーの変換された π^0 の P_t の値

family name	\sqrt{s} (GeV)	変換率	$\langle P_t \rangle_{\pi^0}$ (MeV/c)
K2F528	7020	1.71	564.3 ± 82.9
K2P244	3638	1.71	530.4 ± 86.2
K1020F	3510	1.71	380.3 ± 86.3
K5P601	3005	1.70	472.9 ± 76.5

上で求められた、これらの $\langle P_t \rangle_{\pi^0}$ の値を、図 7.13 に□、および▷印で示す。縦軸の誤差の大きさは、図 6.8 に示した 各高度での γ の P_t の、1 回の核相互作用での平均値 $\langle P_t \rangle_{\gamma}$ の標準偏差の値を同様にして求めたものである。横軸の誤差の大きさは、非弾性度 K_{γ} 分布の分散より求めたものである。

図 7.13 より判るように、ここで求められた $\langle P_t \rangle_{\pi^0}$ の値は、外挿線の付近に分布、エネルギーの増加に伴い、 $\langle P_t \rangle_{\pi^0}$ が増加の傾向を示しているようにみえる。しかし、誤差は大きいので現在のところ確定的なことはいえない。又、誤差を考慮しても、 $\sqrt{s} > 1000 \sim 10000$ GeV の領域で、平均の P_t の値が特別に大きな値を示すなどの異常性を示していず、平均値 $\langle P_t \rangle$ は、加速器領域でのデータからの、外挿線上に分布するように見え、この外挿線からの大きなずれも観測されなかった。⁽⁴⁾

⁴ P_t の大きさに関しては、 η の中心領域での、大 P_t (1~2 GeV/c)の現象 [25] も存在するが、これらは、陽子-原子核あるいは、原子核-原子核衝突によるものであり、ここで用いた核破砕領域でのハドロン-ハドロン衝突のファミリーの P_t とは物理的には、別の現象である。

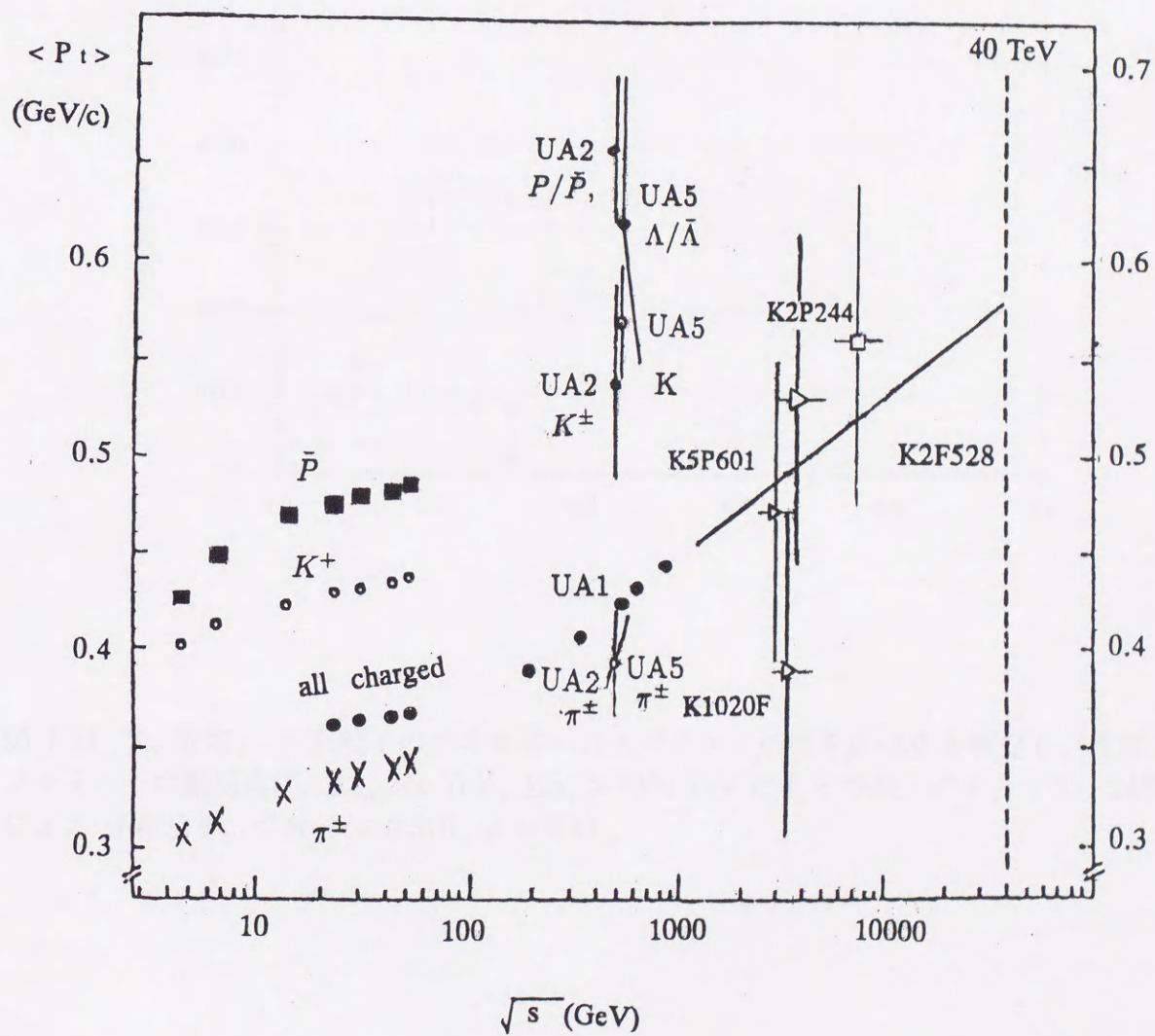


図 7.13 様々な 2 次粒子の 平均 P_t のエネルギー依存性。K2F528 のデータを π^0 中間子に換算した値を口印で示す。他に、K2P244, K1020F, K5P601 の値を▷印で示す。実線は、UA1 データの外挿線を表している。

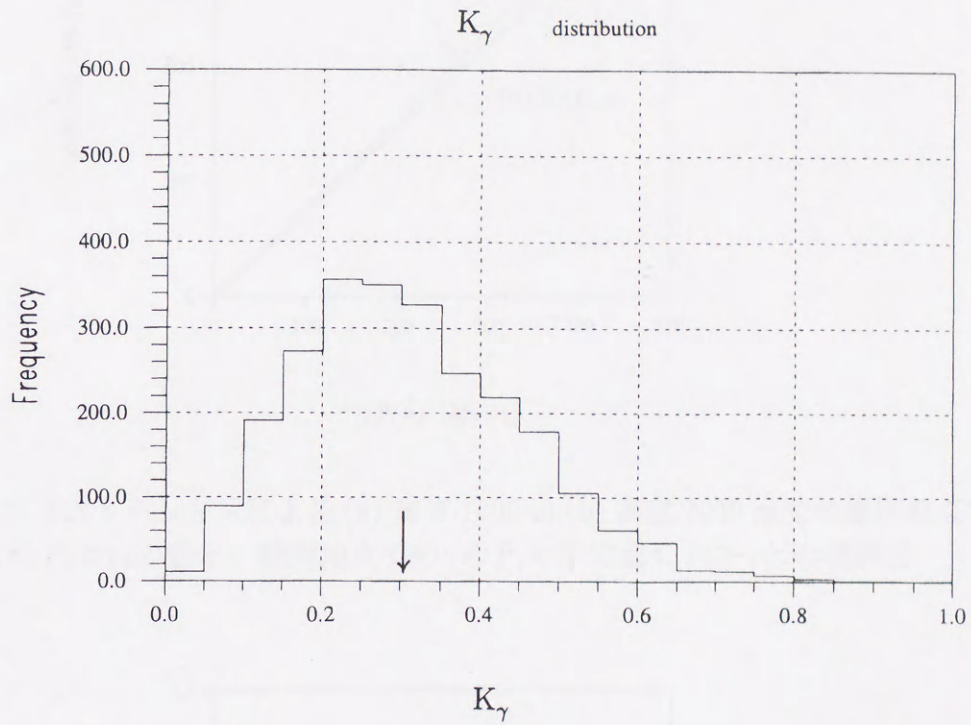


図 7.14: K_γ 分布。一次粒子のエネルギーのスペクトルの巾を $\beta=2.0$ を仮定し、実際の π^0 ファミリーの観測条件、 $E_{min}=4$ TeV、 $\Sigma E_\gamma > 1000$ TeV のもとでの、 π^0 ファミリー 2488 例による 分布示す。 $\langle K_\gamma \rangle = 0.310$ 、 $\sigma = 0.13$ 。

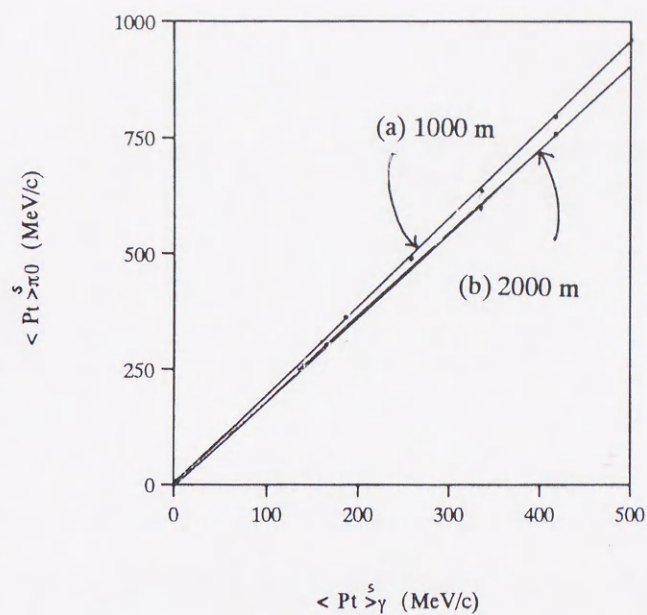


図 7.15 シミュレーションによる (a) 高度 1000 m, (b) 高度 2000 m での崩壊地点での π_0 の P_t の平均値 $\langle P_t \rangle_{\pi^0}$ の値と、観測地点での γ の P_t の平均値 $\langle P_t \rangle_{\gamma}$ との相関図

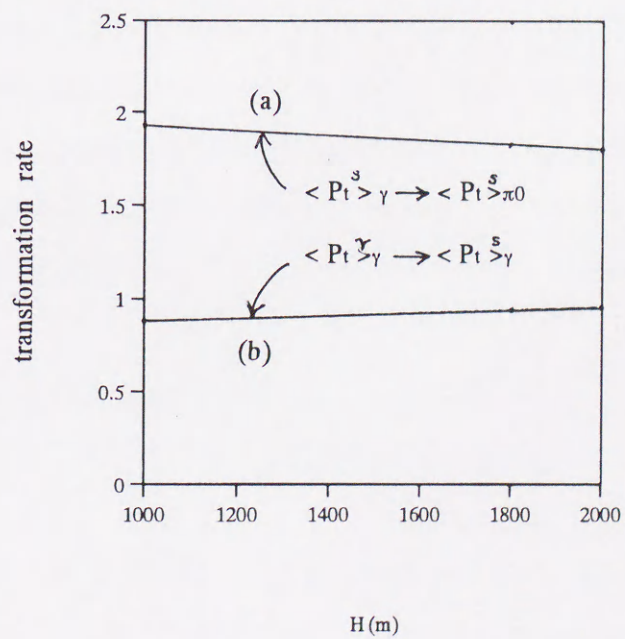


図 7.16 高度別での (a) $\langle P_t \rangle_{\gamma}$ から $\langle P_t \rangle_{\pi^0}$ への変換率と (b) $\langle P_t \rangle_{\gamma}$ から $\langle P_t \rangle_{\gamma}$ への変換率

第8章 まとめと今後の課題

8.1 まとめ

エマルションチェンバーで観測されるファミリー現象は、現在の加速器のエネルギー ($\sqrt{s}=1.8$ TeV) を越える 10^{15} eV 以上のエネルギー領域での核相互作用について直接的な情報を与えてくれる。特に、核破砕領域での粒子発生については、衝突型加速器実験ではその観測は不可能であり、エマルションチェンバーが唯一の観測手段である。今までのエマルション実験においては、比較的統計の多い 1000 TeV 以下のファミリーの一般的な振る舞いに詳しく調べられ、 10^{15} eV 以下のエネルギー領域での核相互作用について詳しい検討が加えられた。それ以上のエネルギーのファミリーについては、観測例が少ないことと、個々のイベントの解析法に有効な方法が見い出されなかったことにより詳しい解析はなされていない。それでも最近はこのような大ファミリーの数も増え、また、 10^{16} eV 領域での核相互作用の研究が進展しつつある。このような最近の研究動向を踏まえ、このような超高エネルギーのファミリーの解析が不可欠なことを考え、我々は、次の様なクラスター解析を基本に新しいファミリーの解析法を開発した。

この解析法では

(1) まず、つぎの核相互作用のモデルをとりいれたシミュレーションによる人工ファミリーを作成した。

(a) 核相互作用のモデルは、一次粒子のエネルギーを実験室系で 4000 TeV として相互作用の中間状態で作られるクラスターが、重心系に対してローレンツ因子 γ_c (加速器データの外挿から得られる) をもつクラスター静止系で、等方崩壊するモデルを採用した。

(b) このモデルより予想される発生二次粒子の角分布の等方性、エネルギー分布、及び

横運動量分布の再現性、又カスケード過程については、解析解との比較からシャワー粒子の平均量の再現性を確かめて、シミュレーションの検証を行なった。

(2) このシミュレーションを用いて、二次粒子 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊から発生する γ 線 (親 γ 線) のエネルギー E_0 と、その γ 線から作られる、平均の横広がり $\langle r \rangle$ との間に成り立つ関係式を最小二乗法を用いて次のように求めた。

$$E_0(\Sigma E_\gamma, \langle r \rangle) = \Sigma E_\gamma / (1 - 2.42145 \langle r \rangle^{0.7934} \cdot (1 - \langle r \rangle)) \quad (\langle r \rangle < 0.3)$$

更に、親 γ 線の発生高度 H_t とイベントのエネルギーの総和 ΣE_γ と平均の横広がり $\langle r \rangle$ との間に成り立つ関係式を、最小自乗法により次の様に求めた。

$$H_t(\Sigma E_\gamma, \langle r \rangle) = 13 (\langle r \rangle / 0.36)^{1.22} \Sigma E_\gamma^{-0.15}$$

(3) 人工ファミリーの各イベントを、エネルギーの大きな順に並べて、最もエネルギーの大きな粒子 (E_i) を中心として、他の全ての粒子 (E_j) までの距離 $r_{ij} (= |r_i - r_j|)$ を計り、 E_j と r_{ij} との相関図を作成した。

(4) この相関図から、次に述べる新しい方法で、ファミリーを親 γ 線ごとのクラスタリングを行なった。

(a) 一つの親 γ 線から発生した多くのイベントは、一般的に、最も大きなエネルギーをもった一つのイベントの周りに、より低いエネルギーを持ったイベントを伴っている傾向を示す。そこで、 E_j と r_{ij} との相関図を見ると、一つ親 γ 線からのイベントの集合と、他の全ての親 γ 線からのイベントの集合との間に、 E_j の密度で計ると、一つの谷間が出来ている。この谷間を、クラスタリングの境界とする。実際には、この谷間を一層明確にする目的で次の2つの変数 $W^{(i)}_j, L^{(i)}_j$ を定義し、

$$W^{(i)}_j = (E_i + 3) \cdot R_{ij} \cdot \sqrt{E_j} / 15 \quad (E_i > E_j)$$

及び

$$L_j^{(i)} = 1 - \exp(-W_j^{(i)}),$$

これらの変数を用いて E_j の密度に相当する変量

$$D_{j+1}^{(i)} = \sqrt{E_j \cdot E_{j+1} \cdot E_{j+2} / (L_{j+2}^{(i)} - L_j^{(i)})}$$

を計算し、このエネルギー密度 $D_{j+1}^{(i)}$ の最小値を示す位置をクラスターの境界とした。

残りのイベントに対して、この方法を繰り返して、ファミリーの全ての親 γ 線ごとのクラスタリングを行なった。

(b) このクラスタリングの再現性を、シミュレーションによって作成された人工ファミリーを用いて確かめた。その結果、purity $p=1$ (完全再現) のクラスターは、約 60% で再現され、purity が $0.5 < p < 1.5$ の場合では、約 70% で求まることが示された。

(5) このクラスタリング法によって作成されたクラスターから、クラスターの平均の横広がり $\langle r \rangle$ を求め、上の (2) の関係式を用いて 各々クラスターの親 γ 線のエネルギー E_0 、発生高度 H を求めることができる。そこで、各高度で、1000 m, 2000 m, 3000 m, 一次粒子の 100 個の人工ファミリーを作成し、この新しい解析法から、親 γ 線のエネルギー E_0 、親 γ 線の横広がり R 、親 γ 線の発生高度 H (500 m より 3000 m までの 12 の高度)、擬ラピディティ η 、及び親 γ 線の一次粒子の方向に対する横運動量 P_t の値を求めた。これらの値と、シミュレーションにおける真の値とを比較し、その再現性を確かめた。その結果は、1000 m、2000 m、3000 m で、 E_0 は、一本以上組めたクラスターから平均値が真の値の $\sim 13\%$ 、 R は 5% の範囲で、また、二本以上組めたクラスターから、 H 、 P_t は $\sim 14\%$ の範囲で再現されることが判った。

(6) 同様の解析法を、一次粒子のエネルギー 8000 TeV に対しても行なった。一次エネ

ルギーの違いによる平均運動量の比較においては、大きな違いは見られなかった。

以上のことから、このクラスターの解析法を適用することにより、平均値の真の値からのずれが $\sim 14\%$ の範囲で、以下のことが求められることが判った。

- (1) 1本以上組むことができたクラスターの、平均の横広がり $\langle r \rangle$ と、クラスターのエネルギー総和 ΣE_γ を用いて、親 γ 線の平均エネルギー $\langle E_0 \rangle$ と親 γ 線の横広がり $\langle R \rangle$ を求めることができる。
- (2) 2本以上組むことができたクラスターの平均の横広がり $\langle r \rangle$ と、クラスターのエネルギー総和 ΣE_γ を用いて、親 γ 線の平均の発生高度 $\langle H \rangle$ を推定することができる。
- (3) 発生高度を定めることにより、角分布（擬ラピディティ（ η ）分布）を求めることができる。
- (4) 2本以上組むことができたクラスターから、核相互作用で発生する γ 線の平均 P_t を推定することが出来る。

次に、超高エネルギー現象を調べるために、この新しいクラスタリング手法を、チベットのカンパラ山（日中共同研究）のエマルジョンチェンバー実験で観測された大ファミリーに適用し観測エネルギー ΣE_γ が1000 TeV以上で、 N_γ （イベント数） > 70 の大ファミリーについて、クラスター解析を行なった。モンテカルロ計算と比較しながら、ファミリーの発生高度、ガンマー線の横運動量 $\langle P_t \rangle$ を求めた。これより、 $\langle P_t \rangle_{\pi^0}$ を求め、この結果は表7.2にまとめた。横運動量は、一回の核相互作用をしていると判定された4個のファミリーについて求められた。 $\sqrt{s}=1000$ GeVを越えるエネルギー領域での加速器のデータはまだ得られていないので、CERNのUA1実験の $\langle P_t \rangle_{\pi^\pm}$ データからの外挿点と、ここで得られたデータを比較した。

結論として、 $\sqrt{s} > 1000$ GeV領域での平均 P_t の分布は、誤差が大きいですが、これまでのUA1データの外挿線上に分布しているように見える。少なくともこのエネルギー領域では、異常性を示すような大きな P_t などの兆候はみられず、平均の横運動量 $\langle P_t \rangle_{\pi^0}$ は、加速器のエネルギー領域から外挿線から大きな変動を伴わずに分布することが判った。

8.2 今後の課題

以上の研究から、 $\langle P_t \rangle$ について、ある程度の結論を求めることができたが、高エネルギー領域における多重発生現象の一層の理解を深めるには、

(1) 大ファミリーのデータを更に蓄積する、

(2) $\langle P_t \rangle$ の誤差を小さくする、

ことが必要と考えられる。

$\langle P_t \rangle$ の誤差を小さくする方法の一つとして、第6章で示されたように、 R の再現性に比べて E_0 の再現性は、高度の影響を受けて誤差が大きい。高度が決められた後の、 E_0 の再現には高度のパラメータを考慮する方法等も改善の一つとして考えられる。このような、幾つかの部分的な改善が今後の課題である。

更に、この解析法では、 η の最前方領域から中心領域の始めまでのデータを集めることができるので、大ファミリーのデータが蓄積されれば、通常 collider 方式では求められない ($\eta > 4.2$)、 η ごとの平均 P_t の分布を求めることも可能である。

また今回は、主に一回の相互作用による P_t の解析を試みたが、現在、この解析法に逐次相互作用を含めた方法を今後の研究課題の一つとして進めている。

謝 辞

本論文を纏めるにあたり、数々の助言や御指導と励ましを戴きました東北大学泡箱写真解析施設施設長湯田春雄教授に深く感謝申し上げます。論文作成の初期から、長い間様々な助言や御指導を戴いた東北大学サイクロトロン RI センター藤岡学教授に深く感謝いたします。また、研究の全体に亘って貴重な議論と考察、および絶えず適切な助言をいただいた弘前大学南条宏肇教授に深く感謝申し上げます。また研究の位置付けなどを含めて全体についてご指導を戴いた東京大学宇宙線研究所湯田利典教授に深く感謝申し上げます。データを使わせて戴きさらに絶えず多くの助言をして戴いたチベット As_γ グループの日中共同研究者の方々に感謝申し上げます。この研究の計算のためには、弘前大学総合情報処理センターの ACOS3000 を使わせて戴きました。センターの三上技官、青木事務官には勤務時間外でのご協力等を戴き深くお礼申し上げます。

関連図書

- [1] 宇宙線物理学 桜井邦明, 朝倉書店
- [2] M.Akashi. Prog.Theort.Suppl.,**32**,1 (1965)
- [3] C.M.Lattes,Y.Fujimoto,S.Hasegawa;Phys. Rep.,**65**, 151(1980)
- [4] M.Akashi et al.,Phys.Rev.,**D24**, 2353 (1981) ;M.Amenomori et al.,Phys Rev.,**D25**,2807 (1982)
- [5] Acta. Univ. Lodz,II,**60**(1979) and II,**32**(1980)
- [6] Brazil-Japan Emulsion Chamber Collaboration, Prog.Theort.Suppl.,**47**,1 (1971)
- [7] J.R.Ren et al., Phys.Rev.**D38**,1404(1988)
- [8] M.Amenomori et al., Phys.Rev.,**D38**,1417(1988);**D38**,1417 (1988)
- [9] E.Fermi,Prog. Thoret.Phys.,**5**,570 (1950)
- [10] L.D.Landau. Izv.Akad.Nauk,SSSR 17, 57 (1953)
- [11] K.Niu.,Nuovo.Cim.,**10**,994(1958);P.Ciok.etal.,Nuov.Cim.,**10**741(1958)
;G.Cocconi,Phys.Rev.,**111**,1699 (1958)
- [12] TO.Saito et al.,Astroparticle Phys.1,257(1993)
- [13] Ohta. et al.,NIM.,**161**, 35 (1979)
- [14] H.S.Snyder,Phys.Rev.,**53**, 960 (1938);R. Server,Phys.Rev.**54**, 317 (1938)

- [15] B.Rossi and Greisen,Rev. Mod. Phys.,**13**, 240 (1941)
- [16] J. Nishimura,Hand b.d. Phys.,Springer 46/2, 1 (1967)
- [17] J.Nishimura,Prog.Theort.Phys.Suppl.,**32**, 72 (1964)
- [18] W.T.Scott, Rev. Mod. Phys.,**35**, 231 (1963); J.W.Motz et al.,Rev. Mod. Phys.,**36**, 881 (1964)
- [19] E.Pare et. al.,Phys. lett.,**B242**, 531 (1990)
- [20] D.R. Ward,CERN Report No.CERN-EP/86-80,26th (june 1986)
- [21] H. Nanjo, Phys.Rev.**D45**, 2559 (1992)
- [22] M.Haguenauer et al.in Proceeding of the 22th International Cosmic Ray Conference,Dublin,1991,Conference Papers,Vol. 4,p.173
- [23] H.Nanjo. Prog.Theort.Suppl.,**54**,120(1973)
- [24] M.Shibata.,Nuovo.Cim.,**39B**, 292 (1977)
- [25] T.Kanki et. al., Prog.Theort.Suppl.,**97A**,1 (1988)

付 録 A カンバラ山 EC のデザインとフィルム

A.1 カンバラ山実験基地と EC の配置

図 A.1 に実験基地、中国チベット近辺の地図を示す。図 A.2 にカンバラ山頂の断面図と鉛直上方から見た図を示す。この山頂に、中国側が EC 実験用に、 1000 m^2 のコンクリート平台を完成させ、その上に EC がブロックごとに設置された。



図 A.1 チベット近辺の地図。カンバラ山はラサの南約 120 km

カンバラ山頂

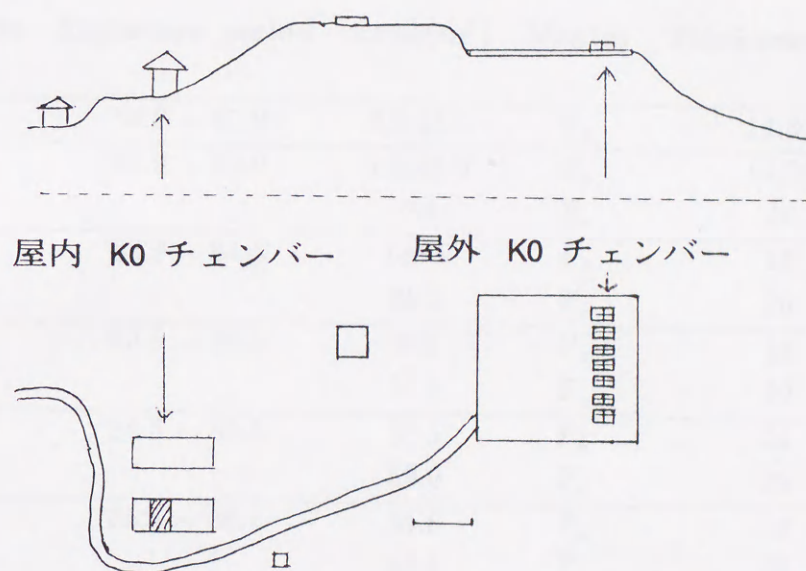


図 A.2: カンバラ山頂実験基地。断面図及び鉛直上方より見た図。斜線は屋内の配置場所を表す。この EC の配置は K0 の場合を示す。

A.2 各年度の 露出された EC のリスト

表 A.1 にこれまでにカンバラ山に設置された EC のリストを示す。面積は大きいが厚さが比較的薄い (14 c.u. 以下) 薄型チェンバーと厚型チェンバー (~30 c.u.) の 2 種類が設置された。前者は出来るだけエネルギーの高いガンマファミリーを、後者はハドロンファミリーを効率良く観測するためである。

表 A.1 カンバラ山上での露出された E C のリスト

chamber name	Exposure period	Area(m ²)	Matter	Thickness(c.u.)
K0	'80.9 ~'81.9	3.8,11.0	P _b	14,30
K1	'81.9 ~'82.9	1.0,49.0	P _b	14,28
		0.4	F _e	24
K2	'82.9 ~'84.5	143.0	P _b	14
		39.1	F _e	29
K3	'83.5 ~'84.5	6.3	P _b	14
		31.1	F _e	29
K4	'84.5 ~'85.5	85.5	P _b	14
		58.0	F _e	29
K5	'85.5 ~'86.4	84.8	P _b	14
		58.4	F _e	29
K6	'86.5 ~'87.4	5.4,68.0	P _b	20,30
		58.4	F _e	29
K7	'87.5 ~'88.4	71.4	P _b	30
		58.0	F _e	29
K8	'88.5 ~'89.4	71.4	P _b	30
		58.0	F _e	29

A.3 各年度のフィルム総数

表 A.2 に各年度の露出フィルム数を示す。日本製のフィルムのさくら-N型、富士-#200 型は高感度で粒子の粗く、さくら-R型、富士-#100 型フィルムは、低感度で粒子が細かい。中国製のフィルム上海5 F型は、#100 型とほぼ同じ感度を持ち、天津 III は#200 型と#100 型 n との中間の感度をもつ。

表 A.2 各年度の露出フィルム数。(数字は、ブロック数以外は枚数)

chamber name	block	N(or #200)	T	R(or #100)	5F	Em
K0	74	1728		864	948	114
K1	130	2398	2387	206		60
K2	780	3082		1280	2246	48
K3	221	996	1452	411	371	80
K4	821	4812	6886	2966		96
K5	292	8228		2546		352
K6	659	7365	9375			139
K7	647	7365	9375			139
K8	518	6488	6988			130
計	4142	41586	35276	8273	3565	1149

使われているフィルムについての記号は、以下の意味を表す。

N: さくらN型 R: さくらR型 T: 天津III型
 #100: 富士100番型 #200: 富士200番型 5F: 上海5F型
 Em: エマルションフィルム

